www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Digitized by www.freeservicemanuals.info

1e JAARGANG NUMMER 3 MAART 1936

# Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

## EEN NIEUWE METALEN VENTIELBUIS MET KWIKKATHODE

door J. G. W. MULDER.

**Samenvatting.** Het hier beschreven nieuwe type van kwikkathode-ventielbuis heeft een metalen kathode-kan, die door water gekoeld wordt. Door de toepassing van chroomijzer is de tot nu toe bij metalen gelijkrichtervaten gebruikte pompinstallatie overbodig. De buis is éénfasig gebouwd. De constructie wordt hierdoor zeer eenvoudig, terwijl tevens de afmetingen van de buis klein gemaakt kunnen worden. Het nieuwe gelijkrichtertype is bestemd voor matige en groote vermogens, overeenkomende met stroomsterkten van 50 tot eenige honderden amperes per buis.

### Inleiding

Voor het gelijkrichten van groote vermogens verdient de kwikkathode-gelijkrichterbuis [1]) de voorkeur, o.a. wegens zijn overbelastbaarheid. De ontwikkeling van deze gelijkrichterbuizen heeft tot twee algemeene typen geleid, de glazen en de metalen uitvoering.

Waar groote vermogens verwerkt moeten worden, vormt, zooals veelal in de electrotechniek, de warmteafvoer het kernprobleem van de constructie van de gelijkrichterbuizen. Men gaat dan over tot kunstmatige koeling, die het best bewerkstelligd wordt door stroomend water. Waar men deze wil toepassen, is een metalen uitvoering van het buislichaam zeer geschikt. Zoo kwam men tot de uitvoering van de ijzeren kwikkathode-gelijkrichters, voor stroomsterkten boven 1000 A, met waterkoeling en hoogvacuum-pompinstallatie. Deze laatste was hier noodig omdat waterstofionen, in het water aanwezig, door de ijzeren wanden heen diffundeeren. De noodzakelijkheid om hoogvacuumpompen te gebruiken terwille van de waterkoeling, was minder prettig, want al werkten de pompen met automatische contrôle-inrichtingen, zij maakten toch, dat een dergelijke installatie meer toezicht vereischt dan een buis, die in afgesmolten toestand functionneert.

Om deze en andere redenen werden metalen gelijkrichterbuizen niet voor stroomsterkten onder 1000 A toegepast. Bij de glazen buizen, die hier in aanmerking kwamen, moesten, terwille van de warmteafvoer, de afmetingen zeer groot gemaakt worden. Er is echter een bovenste grens aan de afmetingen, waarin men practisch glazen buizen kan vervaardigen. Was bij de grootst mogelijke afmetingen de buis nog niet in staat de ontwikkelde warmte af te voeren, dan moest men dus tot een geforceerde luchtkoeling overgaan.

Er is nu in de Philips fabrieken een nieuw type metalen éénfasige kwikkathode-ventielbuis ontwikkeld, die evenals de glazen buizen in afgesmolten toestand werkt. Men heeft dus bij deze buis, die voor het thans door glazen kwikkathode-

[1]) Deze naam lijkt ons beter geschikt dan de tot nu toe gebruikelijke aanduiding „kwikdamp-gelijkrichterbuis". Immers ook de gloeikathode-ventielbuizen werken vaak in een atmosfeer van kwikdamp.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



ventielbuizen bestreken gebied van vermogens, en zelfs voor grootere, bestemd is, dezelfde voordeelen als bij de ijzeren uitvoering voor de grootste vermogens, terwijl de daar noodzakelijke pompinstallatie hier vermeden is. Deze buis zal hier nader worden beschreven [2]).

**Constructie van het nieuwe buistype**

*Fig. 1* toont een schematisch voorgestelde doorsnede van de buis. De kathode is de kwikplas K,

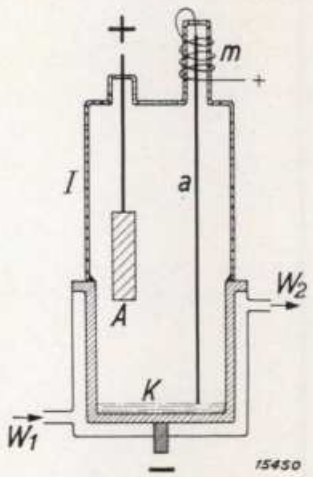


Fig. 1. Doorsnede van het nieuwe type metalen kwikkathode-gelijkrichterbuis (schematisch). De kathode K is een kwikplas in een chroomijzeren kan, de anode A een blok grafiet. De chroomijzeren kan en de glazen anode-isolator I zijn luchtdicht aan elkaar gelascht. De kan wordt gekoeld door water, dat bij $W_1$ toe- en bij $W_2$ afvloeit. Een hulpanode a met een magneetspoel m zorgt voor de ontsteking.

die zich onder in een chroomijzeren kan bevindt. De kan wordt gekoeld door water, dat circuleert tusschen de buiswand en een voor dat doel daarbuiten vastgeschroefde metalen koeler. De toepassing van chroomijzer maakt het mogelijk, de buis af te smelten, zonder dat moeilijkheden met het vacuum optreden. Immers door chroomijzer diffundeert geen waterstof naar binnen, zooals ons uit de ervaringen met watergekoelde zendlampen bekend was. De constructie is hier echter juist andersom als bij zendlampen: daar is de kan anode, hier is zij kathode. De kan is uit één enkele plaat geperst.

In de koeler is op eenvoudige wijze door een schotje bereikt, dat geen water in „doode" hoeken stilstaat. De kan wordt gelijkmatig en intensief gekoeld, en het grootste deel der ontlading vindt plaats binnen dit zoo rigoureus gekoelde metalen systeem.

[2]) In de uitwerking en beproeving van de nieuwe buis heeft de Heer Lems een werkzaam aandeel gehad.

De glazen anode-isolator I is luchtdicht met de rand van de kan versmolten. De kop van de anode-isolator, met de beide daarop aanwezige cylinders, is uit één stuk in een passende vorm geperst. De beide lasschen worden machinaal gelegd.

De anode A is een blok grafiet. De ontsteking geschiedt op bekende wijze door middel van de hulpanode a, welke zich met een kleine slag op en neer bewegen kan: bij het begin vloeit een, afzonderlijk gelijkgerichte, hulp-gelijkstroom door de hulpanode en een in serie geschakelde magneetspoel m, die dan de hulpanode uit de kwikplas trekt; de ontstane boog ontsteekt de hoofdontlading.

De temperatuur van de anode-isolator I moet, om schade te vermijden, beneden een zeker maximum blijven, maar ook boven een zeker minimum, om te voorkomen, dat in bedrijf tegen de binnenwand kwik condenseert. Alle kwik, dat van de kathodevlek verdampt, moet tegen de metalen wand condenseeren, alvorens de anode te bereiken. Met kwik op de anode zou terugontsteking kunnen optreden.

Het in fig. 1 afgebeelde type is geschikt voor lage spanning. Voor hoogere spanning zijn in de ontladingsbaan, op overigens bekende wijze, extra koel- en ontioniseeringswanden vereischt. Een of meer dezer wanden kunnen geïsoleerd worden aangebracht en dan als „stuurrooster" worden gebruikt. In plaats daarvan kan ook de hulpanode a door een ontstekingsinrichting worden vervangen, welke veroorlooft het ontstekingsmoment willekeurig te kiezen, ten opzichte van de fase der anodespanning.

*Fig. 2* vertoont de complete buis in haar koeler.

**Eenfasige of meerfasige buizen**

De kwikkathode-gelijkrichterbuizen werden tot nu toe uitsluitend meerfasig gebouwd, d.w.z. met een anode voor elke fase van de meerfasige wisselstroom, en één gemeenschappelijke kathode voor alle fasen. Hiervoor zijn verschillende redenen op te geven. Ten eerste gedraagt de meerfasig werkende kwikkathode-gelijkrichter zich in bedrijf stabieler, doordat de anoden elkaar onderling helpen bij het ontsteken. Het tot stand brengen en in stand houden van de kathodevlek is immers het teere punt in alle constructies van kwikkathode-gelijkrichters. [3])

[3]) Gloeikathode-gelijkrichters hebben in dit opzicht wel een streepje voor: de verhitte kathode is daar steeds gereed om electronen te emitteeren. Gloeikathoden, direct of indirect verhit, voor emissiestroomen van eenige honderden amperes, zijn wel mogelijk, doch leveren een reeks van practische bezwaren op.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



Ten tweede kan in een meerfasige buis één gemeenschappelijke hulponstekingsinrichting voor het ontsteken van alle fasen zorgen. Deze inrichting bestaat

Fig. 2. Uitvoering van de in fig. 1 schematisch aangegeven éénfasige, metalen gelijkrichterbuis.

uit een ontsteekanode en een tweetal hulpanoden, waarvoor een afzonderlijk gelijkgerichte en vereffende hulpstroom van eenige ampères wordt gebruikt. Verder is er nog een belangrijke reden waarom men de kwikkathode-gelijkrichterbuizen steeds meerfasig bouwde. Iedere buis, ook al had men haar éénfasig willen construeeren, moest nl. voorzien zijn van een volumineuze dampdom, welke dient om het verdampende kwik zoover te condenseeren, dat de druk vóór de anoden laag is. In een meerfasige constructie wordt deze, toch noodzakelijke, dom veel beter benut.

In het nieuw ontwikkelde buistype is de dom overbodig, dank zij het rigoureuze koeleffect der metalen wanden. Hier was daarom een éénfasige constructie practischer[4]). Deze heeft belangrijke voordeelen, die zwaarder wegen dan het bovengenoemde nadeel, dat per buis de speciale voorzorg voor een gemakkelijk ontsteken vereischt is. De constructie is uiterst simpel, waardoor geheel machinale fabricage mogelijk is, zoodat zes éénfasen metalen buizen voordeeliger worden dan één glazen buis voor de zesvoudige stroom. De afmetingen kunnen klein zijn, doordat in de negatieve fase een anode niet wordt beïnvloed door de ionisatie, afkomstig van de stroom naar een andere anode. (Dit verschijnsel zou bij een meerfasige buis toch weer grooter afmetingen noodzakelijk gemaakt hebben, zoodat het voordeel van de waterkoeling niet ten volle tot zijn recht gekomen zou zijn; zie ook noot [4])). De opstelling en het transport zijn bij de metalen éénfasige buis ook wel zeer eenvoudig! Voor het bedrijf is nog belangrijk, dat men bij gebruik van éénfasige buizen slechts reservebuizen tot een fractie van het vermogen der geheele installatie in voorraad hoeft te houden; tevens is de kans op defecten, die meestal alleen bij stroomdoorvoeringen en andere lasschen optreden, bij de zeer eenvoudige éénfasige buizen kleiner dan bij één overeenkomstige meerfasige buis. Tenslotte behoeft de installatie, indien er eens een buis defect geraakt, niet uit te vallen, doch kan op de overige buizen doorwerken.

### Eigenschappen van het nieuwe buistype

De in fig. 2 gereproduceerde buis is gedimensioneerd voor een gemiddelde stroomsterkte van 75 A en een topstroom van 500 A. Zooals alle kwikkathode-gelijkrichterbuizen, kan de buis, vooral kortstondig, zonder schade sterk overbelast worden. De overbelasting zou immers alleen via een ontoelaatbare temperatuur-verhooging (waarvoor tijd noodig is) schade aan de gelijkrichter kunnen berokkenen. Een overbelasting van 50 % verdraagt de buis gedurende 5 min, 100 % gedurende 30 sec. De benoodigde hoeveelheid koelwater is zeer gering, daar bij vollast in de buis ca. 1150 W gedissipeerd wordt. Zij bedraagt per buis rond 1 l/min, waarbij de watertemperatuur 16 ° C stijgt.

De ontsteekspanning wordt tot beneden 22 V verlaagd door de reeds hierboven vermelde hulpstroom van 2,5 A, die over a (fig. 1) wordt geleid. De hulpontsteking is, wegens het gekozen enkelfasige systeem, voor elke buis afzonderlijk noodig. Doch wij hebben het vermeden, in elke buis een drietal hulpanoden toe te passen (één voor de ontsteking en twee voor het continu in stand houden van de kathodevlek). Eén enkele anode a oefent beide functies uit, doordat zij met gelijkstroom wordt gevoed. Deze gelijkstroom wordt voor alle fasen

[4]) Feitelijk is het weglaten van de dom ook eerst door de éénfasige constructie mogelijk geworden: bij een zesfasige buis, van klein volume, nl. van overeenkomstige bouw als de hier beschreven (met een kwikkathode in een chroomijzeren kan), zou het niet zoo gemakkelijk geweest zijn, de ontlading binnen het metalen, gekoelde gedeelte te localiseeren.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



(buizen) gemeenschappelijk geleverd door een afzonderlijk opgestelde laagspanningsgelijkrichter van klein vermogen, welke met een gloeikathode-gelijkrichterbuis werkt.

De brandspanning, dat is de spanningsafval langs de buis in bedrijf, is een functie van de stroomsterkte en van de temperatuur. Ze varieert tusschen 10,5 en ca. 18 V en bedraagt gemiddeld 15 V. Bij nieuwe buizen, of als de kathodevlek niet is gefixeerd, is ze soms tijdelijk hooger (tot 25 V). *Fig. 3* geeft het verloop als functie van de belasting weer.

De terugslagspanning bedraagt bij de in fig. 2 afgebeelde buis ca. 500 V. Deze wordt gebruikt met 100 % zekerheid tot 250 V.

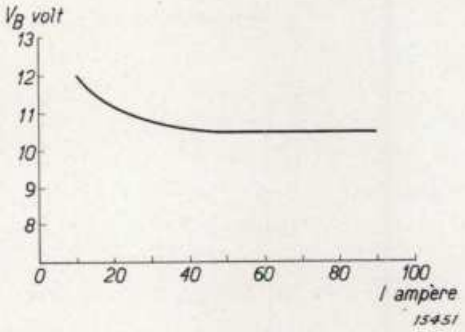


Fig. 3. De brandspanning $V_B$ als functie der belasting I bij de nieuwe gelijkrichterbuis, gemeten met gelijkspanning.

Het rendement is afhankelijk van de gelijkgerichte spanning. De totale verliezen in de buis bedragen bij vollast 1150 W, inclusief de hulpontsteking. Dienovereenkomstig bedraagt het rendement bij 220 V en 75 A 93 %, en bij 120 V en 75 A 88 %.

Over de levensduur is voorloopig nog geen opgave in getallen mogelijk, aangezien van de buizen, die al meer dan een jaar op proef branden, nog geen enkele is uitgevallen. De levensduur bedraagt dus in ieder geval vele duizenden uren.

**Toepassing van de buis in een installatie**

In *fig. 4* is een schakelschema, in *fig. 5* een afbeelding gereproduceerd van een installatie voor 58 kW (450 A, 130 V), welke in een der centrales van de Philips fabrieken staat opgesteld. De gelijkstroomnetten in de fabrieken zijn gestandaardiseerd op deze spanning en worden op diverse plaatsen uit centrales gevoed.

Tot dusver geschiedde dit met roteerende omvormers, welke wegens de stootvormige belastingen (bijv. het aandrijven van schaafbanken, enz.) steeds overgedimensioneerd werden gekozen. Normaal draaiden deze dan sterk onderbelast en met een

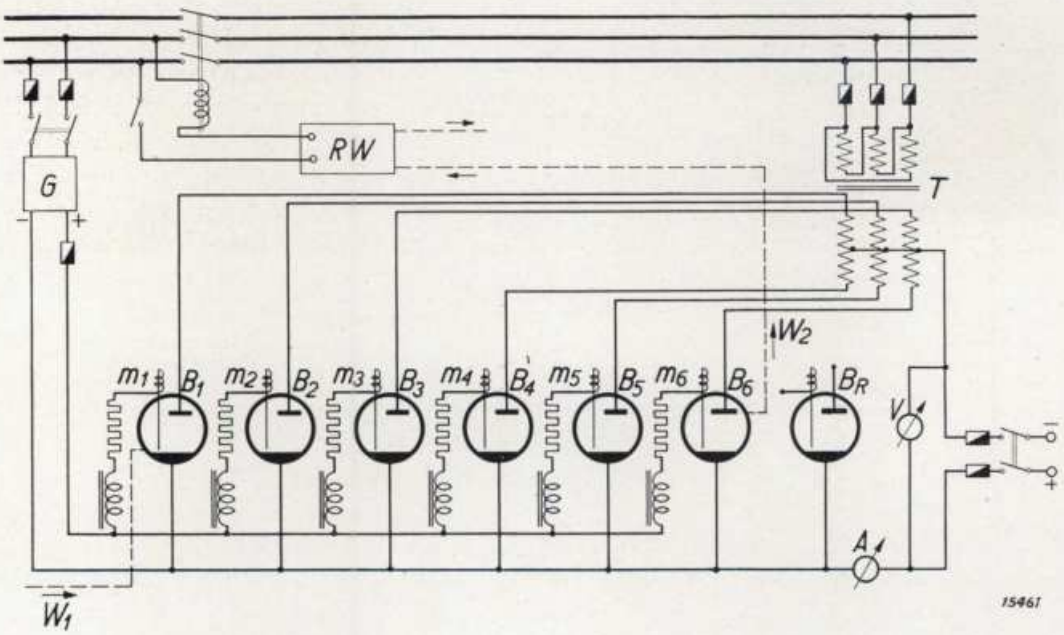


Fig. 4. Schakelschema van een gelijkrichterinstallatie voor 130 V en 450 A, uitgerust met 6 afgesmolten metalen kwikkathode-ventielbuizen $B_1$ tot $B_6$. $B_R$ is een reservebuis. Iedere buis ontsteekt met behulp van haar eigen hulpanode en magneetspoel ($m_1$ tot $m_6$). De hulpanoden worden gezamenlijk vanuit een aparte gloeikathodegelijkrichter G gevoed. Voor de waterkoeling zijn de buizen in twee groepen van telkens drie in serie verdeeld. In elke groep is een waterrelais RW opgenomen, dat bij uitvallen van de waterkoeling de installatie afschakelt (in de schakeling is maar één waterrelais geteekend en zijn de waterleidingen alleen aan de ingang van de eerste en de uitgang van de zesde buis aangeduid).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



slecht rendement. Voor dit doel zijn de beschreven gelijkrichters dus veel geschikter. Niet alleen blijft bij onderbelasting het rendement zeer lang hoog, maar ook worden de stootvormige overbelastingen vlot opgenomen.

Wij willen nog op enkele hoofdpunten der installatie wijzen; voor de waterkoeling zijn telkens drie der zes buizen in serie geschakeld, zoodat het waterverbruik van de heele installatie niet grooter is dan dat van twee buizen. In de waterleiding is een water-relais RW opgenomen (fig. 4), dat de voedingsautomaat uitschakelt als de circulatie, om welke reden dan ook, stagneert.

De hulpontsteking wordt gevoed door de gelijkrichter G, waarvan het verbruik overeenkomt met 30 volt gelijkspanning maal de som der hulpstroomen. De hulpstroomen worden voor alle zes hulpanoden afzonderlijk vereffend. Elke hulpstroom heft zijn eigen hulpanode a, door middel van de magneetspoelen $m_1$, $m_2$ enz. uit het kwik. Breekt de boog in een buis af, dan ontsteekt de buis dus automatisch opnieuw.

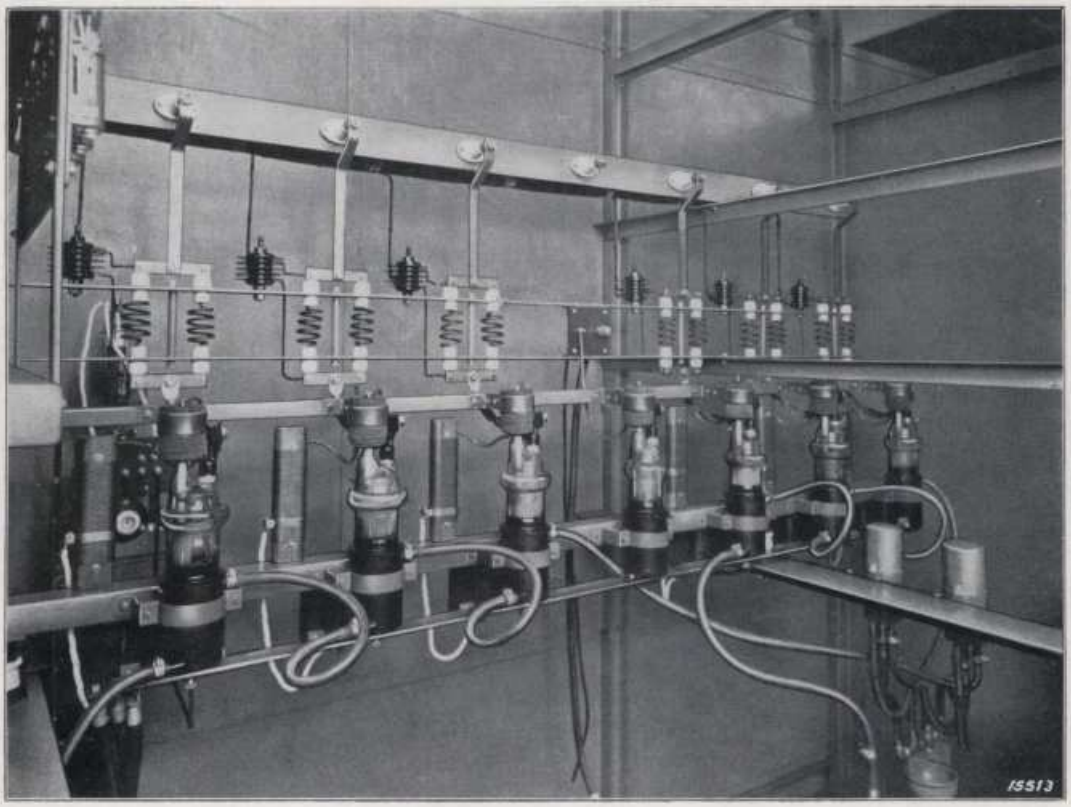


Fig. 5. Foto van de installatie fig. 4. De middelste van de zeven buizen is de niet-aangesloten reservebuis. Geheel rechts ziet men de twee waterrelais voor de twee koelingsgroepen. Links op de achtergrond staat de gloeidraad-gelijkrichter voor de hulpgelijkstroom (ontsteking). Boven iedere buis is een (in het schema fig. 4 niet aangegeven) terugslagrelais gemonteerd.

Digitized by www.freeservicemanuals.info

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



Digitized by www.freeservicemanuals.info

# VERGELIJKING VAN DE ONTLADINGSVORM IN NATRIUM- EN KWIKDAMPLAMPEN

## II.

**Samenvatting.** De behandeling van eenige fundamenteele verschijnselen in het mechanisme der gasontlading leidt tot belangrijke gevolgtrekkingen betreffende de eigenschappen van natrium- en kwiklampen. In dit artikel wordt gebruik gemaakt van de in een vorige aflevering gehouden beschouwingen over aanslag en ionisatie van natrium en kwik [1]). Wij beperken onze behandeling op het middenstuk van een lange ontladingszuil.

### Electrische geleiding in gassen

Een gasontlading in haar eenvoudigste vorm vindt plaats in een vat, aan welks uiteinden 2 electroden $C_1$ en $C_2$ zijn ingesmolten, die aan een spanningsbron zijn aangesloten over een weerstand R, die noodig is ter begrenzing van de stroom (*fig. 1*). De stroom, die tusschen $C_1$ en $C_2$ vloeit, wordt door ionen en electronen gedragen. De electronen gaan naar de positieve pool ($C_1$) en worden door hem opgenomen, de ionen loopen naar de negatieve pool ($C_2$) en vereenigen zich met de daaruit vrijkomende electronen tot neutrale atomen. Aan de beide electroden worden dus dragers van electrische lading vernietigd. Andere gaan verloren, doordat zij zich aan de wand van het vat of daar binnen met elkaar vereenigen.

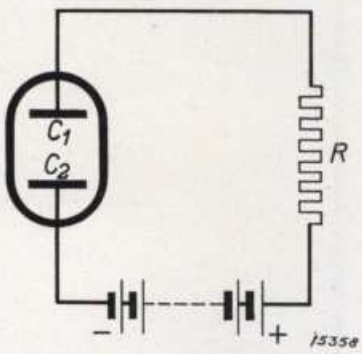


Fig. 1. Schema van een gasontlading.

De mogelijkheid van een voortdurende geleiding van electriciteit door gassen berust daarop, dat onder zekere voorwaarden zich vanzelf een zoodanige toestand van het gas instelt, dat de vorming van nieuwe ionen (ionisatie) even groot is als de recombinatie. Is de ionisatie grooter dan de recombinatie, dan stijgt de stroomsterkte. Daardoor neemt het spanningsverval aan de weerstand R toe en daalt de spanning tusschen de polen $C_1$ en $C_2$. In het algemeen neemt hierdoor weer de ionisatie af, zoodat de ontlading naar een stationnaire instelling streeft. De uitwendige weerstand R is echter beslist noodzakelijk voor een dergelijke stabiliteit.

In het middenstuk van een lange gas-zuil, waartoe wij onze beschouwingen voor het gemak beperken, is de stationnaire toestand bepaald door het evenwicht tusschen de ionisatie in het gas en de recombinatie van ionen en electronen aan de wand. De lichtemissie, die ons voor de practische toepassing hoofdzakelijk interesseert, berust op andere processen, die in No. 1 van dit tijdschrift beschreven werden en die voor het mechanisme der electrische geleiding slechts van ondergeschikt belang zijn.

De onoverzichtelijkheid van het gebeuren in een gasontlading ligt hoofdzakelijk aan de groote verscheidenheid van deeltjes, zelfs bij een éénatomig gas (d.i. een gas, waarin de atomen zich niet tot moleculen hebben vereenigd). Behalve atomen in de grondtoestand komen voor: electronen, in verschillende toestanden, aangeslagen atomen, ionen en lichtquanten van verschillende frequentie. De boven aangeduide evenwichtstoestand ontstaat uit de wisselwerking van al die soorten deeltjes.

Een inzicht verkrijgt men in deze ingewikkelde processen het beste uitgaande van de grensgevallen:

1. Kleine stroomdichtheid, lage dampdruk.
2. Groote stroomdichtheid, hooge dampdruk.

Zooals in het eerste gedeelte van dit artikel werd uiteengezet, valt de natriumdamplamp onder het grensgeval 1 en de kwikdamplampen onder 2. De hier gekozen beschouwingswijze leent zich dus zeer goed om de ontladingsvormen in deze beide lampen te begrijpen.

---

[1]) Philips techn. T. **1**, 2, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



Digitized by www.freeservicemanuals.info

**De lage-druk-ontlading. Beweging van ionen en electronen**

In de zuil is de ruimtelading der electronen en ionen even dicht. Tengevolge van hun grootere bewegelijkheid dragen echter de electronen practisch de geheele stroom. De hun per cm³ toegevoerde energie: vermogen/cm³ = stroomdichtheid × veldsterkte in de lengterichting, wordt door verschillende processen aan de gasatomen of aan de wand van het vat afgegeven, en tenslotte in de vorm van licht en warmte uitgestraald.

Het is van fundamenteele beteekenis voor de beweging der electronen, dat de overdracht van kinetische energie door electronen aan atomen zeer klein is, hetgeen samenhangt met het groote verschil in massa van electronen ($m$) en atomen ($M$). De grootste energie $E$, die bij een elastische botsing aan een stilstaand atoom kan worden overgedragen, is:

$$E = \frac{4m}{M}\,\varepsilon \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

waarbij $\varepsilon$ de energie van het electron is. Volgens verg. (1) wordt in natriumdamp door een electron hoogstens 1/10000 en in kwikdamp hoogstens 1/100000 van zijn energie afgegeven bij een elastische botsing. Bij aanslag of ionisatie kan het electron daarentegen zijn geheele kinetische energie aan een atoom afstaan. Een merkbare energieoverdracht aan het atoomgas begint derhalve pas, als de electronen genoeg energie uit het electrische veld hebben opgenomen om atomen aan te slaan. Dientengevolge stelt zich een toestand in, waarbij de gemiddelde kinetische energie der electronen van dezelfde orde van grootte is als de aanslagenergie, terwijl de gemiddelde energie van de atomen niet grooter wordt dan aan de temperatuur van de damp beantwoordt. De temperatuur van de natriumdamp is aan de wand van de buis ongeveer 280 °C. In de as der ontladingszuil is de temperatuur ca. 50° hooger. De gemiddelde kinetische energie der electronen is van de orde van grootte van 2 electronvolt [2]). Een zoo hooge energie zouden de atomen pas bij een temperatuur van 15000° K verkrijgen. Men beschrijft de toestand soms door te zeggen, dat de „temperatuur der electronen" 15000° K bedraagt. In tabel I zijn electronentemperaturen aangegeven, zooals zij in natriumlampen bij verschillende dampdrukken en stroomsterkten werden gevonden.

Verg. (1) volgt uit de wetten van behoud van energie en impuls. De grootste energieoverdracht door electronen aan atomen treedt op bij centrale botsing (*fig. 2*). De snelheid van het electron is vóór de stoot $v$, na de stoot $v'$. Het atoom staat in den beginne stil ($V = 0$) en verkrijgt door de stoot de snelheid $V'$. De wet van behoud van energie luidt:

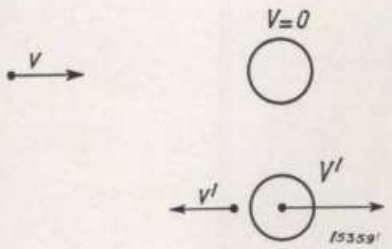


Fig. 2.

$$\frac{m}{2}\,v^2 = \frac{m}{2}\,v'^2 + \frac{M}{2}\,V'^2$$

En de wet tot behoud van impuls is:

$$mv = mv' + MV'$$

Door eliminatie van $V'$ verkrijgt men:

$$V' = \frac{2\,m\,v}{M+m}$$

en derhalve bij invoering der kinetische energieën:

$$E = \frac{M}{2}\,V'^2$$

$$\varepsilon = \frac{m}{2}\,v^2$$

de formule:

$$E = \frac{4\,mM}{(M+m)^2}\,\varepsilon$$

hetgeen met voldoende benadering kan worden vervangen door:

$$E = \frac{4m}{M}\,\varepsilon$$

De onderstelling van stilstaande atomen is geoorloofd vanwege het groote verschil der energieën der electronen en atomen.

De hooge snelheid der electronen maakt, dat op de wand van de ontladingsbuis veel meer electronen terecht komen dan ionen en hij negatief geladen wordt. Daardoor worden dan verder de electronen afgestooten en de ionen aangetrokken, zoodat de ionenstroom tegen de wand even groot wordt als de electronenstroom. De lading van de wand blijft echter steeds negatief. *Fig. 3* geeft de weg aan, die de ionen volgen. Wij zien, dat ionen, die in de ontlading gevormd worden, reeds na een korte afstand te hebben afgelegd op de wand terechtkomen. Daar recombineeren zij met electronen der wandlading tot neutrale atomen en geven de daarbij vrijkomende ionisatieënergie aan de wand als warmte af.

[2]) 1 electronvolt ($eV$) is de energie, die een electron minstens moet bezitten om een spanningsverschil van 1 Volt te overwinnen. $1\ eV = 1{,}59 \cdot 10^{-19}$ Wattsec.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



Digitized by www.freeservicemanuals.info

**Aanslag- en ionisatieprocessen in afhankelijkheid van druk en stroomdichtheid**

In zeer verdunde gassen en bij kleine stroomdichtheden is het aantal aanslag- en ionisatieprocessen evenredig met het product der concentraties van electronen en atomen in de grondtoestand.

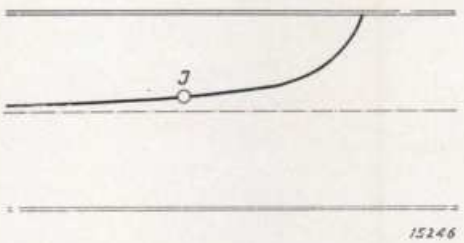


Fig. 3. Baan der ionen $J$ in een gasontlading.

Het aantal aangeslagen atomen is dan relatief klein en heeft geen invloed op de processen. De aanslagkans hangt sterk af van de snelheden der vrije electronen en van de individueele eigenschappen der atomen. In het algemeen is er een groote voorkeur om de resonantietoestand aan te slaan. Krefft, Reger en Rompe [3]) vonden bijv., dat in natriumdamp bij een druk van 0,005 mm en een stroomdichtheid van 0,05 A/cm², 95 % der energie van de electronen wordt verbruikt voor het aanslaan en het uitstralen van resonantielicht.

In de natriumlampen worden in het algemeen drukken gebruikt, die wat hooger zijn dan in het experiment van Krefft, Reger en Rompe. De aanslagprocessen worden dan door het optreden van secundaire processen buitengewoon ingewikkeld. Qualitatief is het desalniettemin goed te begrijpen, dat de intensiteit van het resonantielicht achteruitgaat in vergelijking met dat der hoogere overgangen en dat de concentratie der ionen sneller toeneemt dan die der aangeslagen atomen. Voor deze verandering zijn zelfabsorptie, botsingen van de tweede soort en stapsgewijze aanslag verantwoordelijk.

**Zelfabsorptie en secundaire processen**

Lichtquanta van de resonantielijn worden na een korte afstand $S$ opgenomen door een atoom, dat zich in de grondtoestand bevindt en dat daardoor wordt aangeslagen in de resonantietoestand. Door het aangeslagen atoom wordt een dergelijk lichtquantum dan weer opnieuw in de één of andere richting uitgezonden. Het beschrijft zoo bij niet al te kleine dichtheden van het gas een lange dwaalweg, die bij een straal R van de buis uit ongeveer

$$Z = (R/S)^2$$

absorpties en reëmissies bestaat, vóórdat het lichtquantum de buis verlaat. Met toenemend aantal $Z$ der absorpties stijgt de waarschijnlijkheid, dat één der aangeslagen atomen nog vóór de uitzending van het geabsorbeerde lichtquantum tegen een electron botst en door hem in een toestand met hoogere energie wordt gebracht (stapsgewijze aanslag), of omgekeerd zijn energie aan het botsende electron afgeeft en zonder straling in de grondtoestand terugkeert (botsing van de tweede soort). Beide processen veroorzaken een verzwakking der resonantielijn. De berekening van $Z$ wordt zeer bemoeilijkt door de inhomogeniteit der straling. De straling heeft niet één enkele scherpe golflengte, maar een intensiteitsverdeeling over eenige honderdste Ångströmeenheden, die in de spectroscoop als een lijn van eindige breedte zichtbaar is. De randen worden veel minder geabsorbeerd dan het midden. Voor de berekening van de vrije weg $S$ moet men de vorm van de spectrallijn dus kennen, die zelf weer sterk wordt veranderd door de zelfabsorptie (vgl. *fig. 4*). Deze processen zijn door de Groot [4]) en Kenty [5]) zorgvuldig theoretisch behandeld.

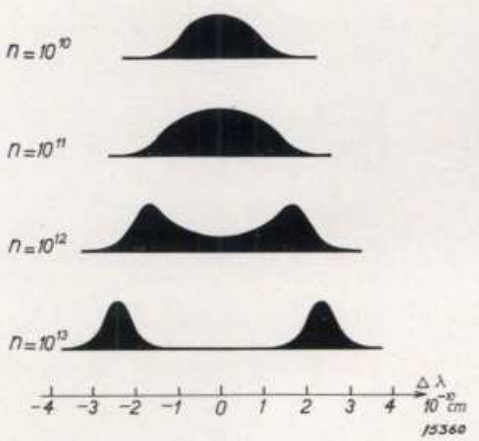


Fig. 4. Spectrale verdeeling van de resonantiestraling bij verschillende concentraties van de natriumdamp, berekend voor een laagdikte 2 cm. Het aantal atomen per cm³ is $n$. Overgenomen van W. de Groot, Physica **12**, 289, 1932.

Bij de gemiddelde practische bedrijfstoestanden van natriumlampen wordt $Z$ van de orde van grootte van 1000 tot 10000. De zelfabsorptie verlaagt de concentratie der atomen in de grondtoestand en vermeerdert de aanslag van hoogere toestanden, daarbij inbegrepen de geioniseerde toestand. Bij

[3]) H. Krefft, M. Reger en R. Rompe, Z. f. techn. Phys. **14**, 242, 1933. M. J. Druyvesteijn: Phys. Z. **33**, 822, 1932.

[4]) W. de Groot, Physica **12**, 289, 1932; **13**, 41, 1933.

[5]) Carl Kenty, Phys. Rev. **40**, 633, 1932; **41**, 390, 1932; **42**, 823, 1932.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



een gegeven snelheidsverdeeling der electronen veroorzaken de secundaire processen dus, dat de ionisatie sterker dan evenredig toeneemt met de concentratie der electronen en der onaangeslagen atomen. Dit is van belang voor het begrijpen van de karakteristiek der lage druk zuilontlading.

### De invloed van druk en stroomdichtheid op de gradiënt

Bij een bepaalde druk is de recombinatie van ionen en electronen, die aan de wand plaats vindt, evenredig met de stroom. Aangezien er geen overschot van ionen kan ontstaan, geldt hetzelfde ook voor de ionisatie. Zooals hierboven werd verduidelijkt zou echter bij een constante snelheidsverdeeling der electronen de ionisatie sterker toenemen dan evenredig met de stroomsterkte. Wij kunnen dus verwachten op grond van de in den beginne genoemde stabiliteit der ontlading, dat de snelheden der electronen zullen verminderen door afname van de gradiënt, zoodat de ionisatie op het juiste bedrag wordt teruggebracht. De afname van de gradiënt met toenemende stroomsterkte is bekend als negatieve weerstand der ontlading. Voor de stabiliteit is het noodzakelijk, dat de uitwendige weerstand groot genoeg is om de totale weerstand positief te maken. Ook bij vastgehouden stroomsterkte en stijgende druk zal de electronenenergie dalen en zóó de toenemende invloed der stapsgewijze processen compenseeren. In *tabel I* zijn metingen opgegeven van Druyvesteijn en Warmoltz[6]), die deze verwachtingen bevestigen.

**Tabel I.**

| Dampdruk | Stroomsterkte | Gradiënt | Energie der elektronen | |
|---|---|---|---|---|
| mm | Ampere | Volt/cm | Volt | Temp. in °K. |
| 2.10—3 | 0,2 | 0,432 | 4,00 | 30900 |
| | 1,0 | 0,398 | 2,48 | 19200 |
| 8.10—3 | 0,2 | 1,082 | 3,80 | 29400 |
| | 1,0 | 0,668 | 1,24 | 9600 |

De tabel bevat opgaven over de gradiënt en de electronentemperatuur bij 2 dampdrukken ($2.10^{-3}$ en $8.10^{-3}$ mm), die beantwoorden aan wandtemperaturen van 255 en 287 ° C. Bij vergrooting van de stroom vanaf 0,2 tot 1 A nemen gradiënt en electronenenergie af. Verder vermindert de electronenenergie bij constante stroomsterkte en toename van de dampdichtheid, zoodat de electronentemperatuur $T_e$ en de temperatuur $T_g$ van de damp elkaar zullen naderen.

[6]) M. J. Druyvesteijn en N. Warmoltz, Phys. Z. **33**, 822, 1932; Phil. Mag. **17**, 1, 1934.

### Overgang tot de hooge-druk-ontlading

De verandering van de temperatuur van de electronen bij constante stroomdichtheid en toenemende druk van de damp is aan de kwikontladingen in een veel grooter gebied onderzocht dan aan ontladingen in natriumdamp. Ook hier naderen $T_e$ en $T_g$ elkaar bij stijgende druk. Zooals *fig. 5* laat zien, hebben beide temperaturen bij drukken boven 30 mm kwik practisch dezelfde waarde. Bij deze dampdrukken bestaat thermisch evenwicht tusschen electronen en atomen. Het thermisch evenwicht is karakteristiek voor het grensgeval 2 (hooge-druk-ontlading).

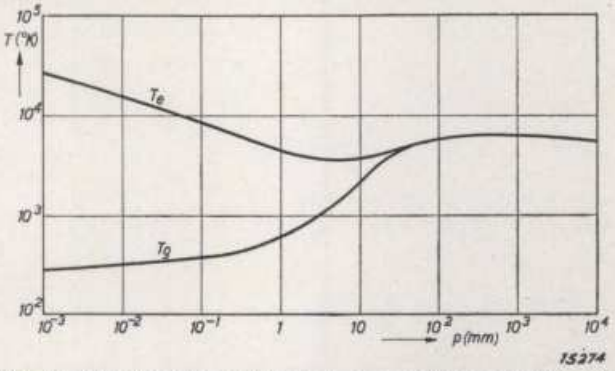


Fig. 5. Electronentemperatuur $T_e$ en gastemperatuur $T_g$ als functies van de dampdruk bij constante stroomsterkte (schematisch). Overgenomen van W. Elenbaas, De Ingenieur **50**, E 83, 1935.

### De hooge-druk-ontlading

Terwijl de overgangsprocessen tusschen de grensgevallen zeer ingewikkeld zijn, is de hooge-druk-ontlading zelf weer eenvoudig te beschrijven. Bij thermisch evenwicht kan men aanslag- en ionisatiegraad op de grondslag van statistische overwegingen afleiden, zonder iets te weten omtrent het atomaire mechanisme. Voor de dichtheid $n_a$ (per cm³) der aangeslagen atomen geldt de formule van Boltzmann:

$$n_a/n_o = e^{-\frac{\varepsilon_a}{kT}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Hierdoor worden de intensiteiten der verschillende spectraallijnen bepaald. $n_o$ beteekent de dichtheid (per cm³) der atomen in de grondtoestand, $\varepsilon_a$ de aanslagenergie en $k$ de moleculaire gasconstante van Boltzmann[7]).

De ionisatie kan worden beschouwd als een dissociatie van het atoomgas in ionen en electronen. De ionisatiegraad $\alpha$ is volgens de wet der massawerking te berekenen uit het evenwicht van ionen en electronen met neutrale atomen .Voor dissociatieevenwichten verkrijgen wij zoo de vergelijking:

$$\frac{\alpha^2 n_o}{1-\alpha} = C\,(T) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

[7]) De moleculaire gasconstante $k$ hangt met de molaire gasconstante $R$ samen volgens de betrekking: $R = k\,N$. Hierbij beteekent $N$ het aantal moleculen per mol ($N = 6{,}06.10^{23}$; $k = 1{,}37.10^{-16}$ erg/graad.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



waarin $C$ een functie van de temperatuur is, die de ionisatie-energie $\varepsilon_i$ bevat in de vorm van de Boltzmannfactor

$$e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}}.$$

Saha [8]) berekende de constante $C$ voor ionisatie-evenwichten in ideale gassen en vond:

$$C = \frac{(8\,\pi\,m\,kT)^{3/2}}{h^3}\, e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}}$$

Hierbij is $h = 6{,}55.10^{-27}$ ergsec de constante van Planck (zie No. 1, blz. 3 van dit tijdschrift). Voert men in verg. (3) de concentratie $n_i$ van de aangeslagen atomen in: $n_i = \alpha\, n_o$, dan verkrijgt men na invullen van de getallenwaarden voor $m$, $k$ en $h$:

$$\frac{n_i^{\,2}}{n_o - n_i} = 1{,}95\cdot 10^{-16}\, T^{3/2}\, e^{-\frac{\varepsilon_i}{kT}}\ \mathrm{cm}^{-3}\ . \quad (4)$$

Deze vergelijking bepaalt de concentratie der ionen als functie van de temperatuur.

**Het mechanisme der ontlading bij thermisch evenwicht**

Bij thermisch evenwicht is de ontlading geheel bepaald, wanneer men de temperatuur in de cylindrische ontladingsbuis als functie van de straal $r$ kent. In dat geval kent men namelijk als functie van de straal:

1) de concentratie $n_i$ der thermisch geïoniseerde atomen en dus de stroomdichtheid:

$$j = n_i\,(\beta_i + \beta_e)\,G$$

waarbij $G$ de gradiënt beteekent, $\beta_i$ en $\beta_e$ de beweeglijkheden der ionen en electronen;

2) de concentratie $n_a$ der thermisch aangeslagen atomen en daardoor de intensiteit van de straling voor de verschillende spectraallijnen en dus de lichtsterkte;

3) het toegevoerde vermogen per volume-eenheid, $N = j\,G$, en dus, na aftrek van het uitgestraald vermogen, de per cm³ en sec ontwikkelde hoeveelheid warmte $Q(r)$.

Doorslaggevend voor de temperatuurverdeeling zijn de wetten der warmtegeleiding. De warmtestroom is evenredig met het temperatuurverval en bedraagt voor een cylinderoppervlak met de straal $r$:

$$q = 2\pi\, r\, \frac{dT}{dr}\, \sigma\ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad (5)$$

waarbij $\sigma$ de coëfficiënt der warmtegeleiding beteekent, die nog afhankelijk is van de temperatuur. Uit verg. (5) verkrijgt men gemakkelijk een differentiaalvergelijking voor de temperatuurverdeeling. Daartoe beschouwen wij een cylindervormig volume-element met de dikte $dr$. Het verschil $dq$ tusschen de afvloeiende en de binnenstroomende warmte is gelijk aan de hoeveelheid warmte, die in het volume-element per sec. wordt ontwikkeld. Deze bedraagt $2\,\pi\,r\,dr\,Q(r)$, indien $Q(r)$ de per cm³ per sec. ontwikkelde warmte voorstelt. Wij verkrijgen dus:

$$\frac{dq}{dr} = 2\,\pi\,r\,Q(r)$$

of indien wij $q$ invullen volgens verg. (5):

$$\frac{d}{dr}\left[\,2\,\pi\,r\,\frac{dT}{dr}\,\sigma\right] = 2\,\pi\,r\,Q(r)\ \ldots\ldots\ (6)$$

De warmteontwikkeling $Q$ kan men, zooals boven aangetoond, als functie van de temperatuur berekenen. Men verkrijgt zoodoende uit verg. (6) een differentiaal-vergelijking voor de temperatuur, die geen willekeurige coëfficiënten meer bevat. Deze vergelijking werd door Elenbaas [9]) behandeld voor de kwikontlading onder hooge druk, en levert voor een bepaald geval (dampdruk $P = 1$ at; toegevoerd vermogen $N = 40$ W per cm der ontladingsbaan) de in *fig. 6* weergegeven temperatuurverdeeling. De temperatuur in de as van de ontladingsbuis is boven 6000 °K.

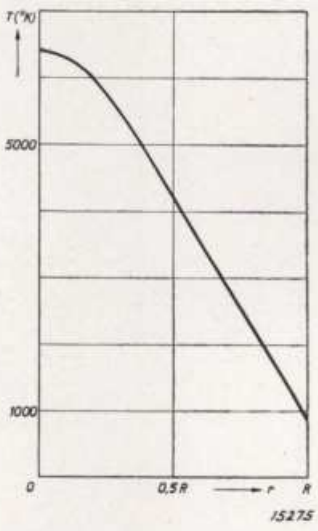


Fig. 6. Temperatuur van een kwikdamp-ontlading (in °K) als functie van de afstand $r$ tot de as van de buis bij een dampdruk van 1 at en een toegevoegd vermogen van 40 Watt/cm (buisdiameter 2 cm). Overgenomen van W. Elenbaas, De Ingenieur **50**, E 83, 1935.

De overeenstemming tusschen berekende en gemeten stroomsterkte is bevredigend. De differentiaalvergelijking kan desalniettemin geen volkomen strenge geldigheid bezitten, omdat de energieoverdracht door straling ten opzichte van die door warmtegeleiding verwaarloosd is.

[8]) M. N. Saha, Phil. Mag. **40**, 472, 1920; Zs. f. Phys. **6**, 40, 1921.

[9]) W. Elenbaas, Physica **1**, 673, 1934.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



Digitized by www.freeservicemanuals.info

### De contractie van de ontlading

Het insnoeren van de ontladingsbaan is het uitwendige kenmerk voor de overgang van het mechanisme der electronenbotsingen naar de thermische ontladingsvorm. Uit de temperatuurverdeeling volgens fig. 5 is dit verschijnsel gemakkelijk te verklaren. In het warmste gedeelte, dus in het midden van de ontlading, is de ionisatie en derhalve de stroom het sterkste. *Fig. 7* geeft als functie van de straal:

a) de stroomdichtheid (theoretisch)

b) de intensiteit der gele kwiklijnen (experimenteel).

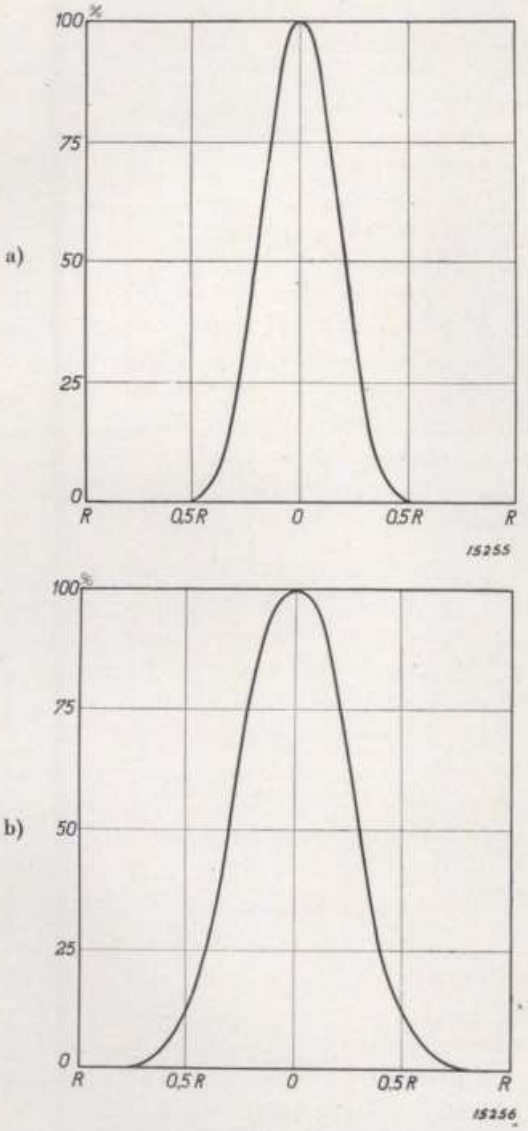


Fig. 7. a) Berekende stroomdichtheid. b) Gemeten intensiteit van de gele lijn bij 5790 Å als functie van de afstand $r$ van de as in relative eenheden, uitgezet voor een kwikdampontlading met een druk $P = 1$ at en een vermogen $N = 40$ W/cm.

De krommen a) en b) vertoonen kwalitatief hetzelfde verloop, de kromme b) is echter breeder. Dit is hoofdzakelijk toe te schrijven aan het feit, dat in de buitenzônes der ontlading, waar tengevolge van de lagere temperatuur practisch geen ionisatie meer plaats vindt, toch nog licht wordt uitgezonden als gevolg van absorptie en reëmissie van lichtquanten, die uit de heete binnenzône komen. Een nadere uiteenzetting van dit verschijnsel is in deel I van dit artikel gegeven. (Dit tijdschrift, blz. 2, Januari 1936).

### Slotopmerkingen betreffende deelen I en II

Het zichtbare licht der natriumlampen is straling der resonantielijnen. Straling van hoogere overgangen is infrarood. Het zichtbare licht van de kwiklampen stamt daarentegen van hoogere overgangen. De resonantielijnen zijn ultraviolet.

Resonantielicht wordt bij voorkeur uitgestraald bij kleine stroomdichtheden en gasdrukken. De aanslag geschiedt dan door botsing van electronen op atomen in de grondtoestand. Hoogere overgangen worden bij voorkeur geleverd door hooge stroomdichtheden en drukken. Het resonantielicht wordt dan verzwakt door zelfabsorptie en botsingen van de tweede soort, terwijl de aanslag van hoogere toestanden juist wordt bevorderd door stapsgewijze processen. Deze theoretische overwegingen zouden er toe leiden natriumlampen, waarin een sterke resonantiestraling wordt geëischt, met zoo klein mogelijke stroomdichtheden en drukken te bouwen. De grens wordt daardoor gegeven, dat de warmteontwikkeling bij de technisch uitvoerbare isolatie nog een voldoende bedrijfstemperatuur (280 ° C) moet leveren. De kwiklampen hebben daarentegen het grootste nuttig effect bij zeer hooge stroomdichtheden en drukken. De grenzen zijn bepaald door de technisch handelbare dampspanning en temperatuur.

Bij de thans bereikte grenzen leveren natrium- en kwikdamp hun karakteristieke stralingen met ongeveer hetzelfde nuttig effect.

Bewerkt door G. HELLER.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



# DEMONSTRATIE VAN DE SUPERHETERODYNE-ONTVANGST

## Inleiding

De bedoeling van het demonstratietoestel, dat op de Brusselsche wereldtentoonstelling van 1935 werd vertoond, was de werking van een modern radio-ontvangapparaat zooveel mogelijk met elementaire hulpmiddelen op aanschouwelijke wijze voor te stellen. Het is wel algemeen bekend, dat men in de radio te maken heeft met een draaggolf van hooge frequentie, terwijl de veel lagere geluidsfrequentie wordt overgebracht als modulatie van de amplitude dezer draaggolf. Het is de taak van de detectie, deze lagere geluidsfrequenties in de ontvanger te scheiden van de hoogere frequentie der draaggolf. Minder bekend is echter, wat er precies gebeurt in de superheterodyne-ontvangers, waarin sprake is van een „oscillator", een „menglamp" en een „middelfrequentie". Het demonstratietoestel was nu vooral bedoeld om het principe der superheterodyne-ontvangst aanschouwelijk voor te stellen.

## Het superheterodyne-principe

Het superheterodyne-principe komt hierop neer, dat men in de ontvanger niet alleen de hoogfrequente draaggolf ontvangt, maar dat hierin door een oscillator tevens nog een hulptrilling wordt opgewekt, waarvan de frequentie een bepaald aantal trillingen per sec. verschilt van die der draaggolf. De rol van de menglamp is de modulatie op een draaggolf van lagere frequentie over te brengen, hetgeen geschiedt door de versterking van de binnenkomende golf periodiek met de hulptrilling van de oscillator te beïnvloeden. De wisselstroom $I_a$ in de anodekring van de menglamp is nl. het product van de steilheid $S$ der karakteristiek en het wisselende gedeelte $V_g$ van de spanning op het rooster:

$$I_a = S\ V_g \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

De steilheid $S$ laat men nu periodiek veranderen met de cirkelfrequentie $\omega_h$ der hulptrilling, terwijl de roosterspanning $V_g$ periodiek varieert met de cirkelfrequentie $\omega_i$ van de binnenkomende draaggolf. Gemakshalve kan dit met behulp van sinusfuncties worden voorgesteld:

$$S = S_o + \alpha\ cos\omega_h t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

$$V_g = \beta\ cos\omega_i t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

In de anodestroom $I_a$ komt dan de term:

$$\alpha\ \beta\ cos\omega_h t\ \ cos\omega_i t$$

voor, die te splitsen is in twee termen met resp. de som- en de verschilfrequentie van draaggolf en hulptrilling:

$$I_a = \ldots. + \frac{\alpha\beta}{2}\left\{cos\,(\omega_h + \omega_i)\,t + cos\,(\omega_h - \omega_i)\,t\right\} \ldots (4)$$

In de ontvanger wordt daarna deze verschilfrequentie eruit gezeefd, die men de middelfrequentie noemt. Dit geschiedt door kringen, die slechts een middelfrequente band doorlaten rondom b.v. 125 kHz, die in het ontvangapparaat verder als draaggolf der hoorbare modulatiefrequentie fungeert. Wanneer n.l. $\beta$ in form. (3) niet constant is, maar variëert met de lage geluidsfrequenties, die moeten worden overgebracht, dan wisselt volgens verg. (4) ook de amplitude van $I_a$ met de geluidsfrequentie. Na voldoende versterking wordt dan door de detectie de middelfrequente golf weer op de gebruikelijke wijze gescheiden van de laagfrequente modulatie, die door de luidspreker ten gehoore zal worden gebracht.

Het voordeel van dit superheterodyne-principe boven onmiddellijke versterking en afscheiding van de hoogfrequente draaggolf is vooral hierin gelegen, dat de middelfrequente kringen zeer precies die ééne middelfrequente band slechts doorlaten bij ontvangst van stations, die met zeer verschillende draaggolven van hooge frequenties werken. Speciaal sinds de ontvangtoestellen behalve voor de gewone omroepgolven ook geschikt moeten zijn voor zeer korte golflengten, is men voor de radio-ontvangst overgegaan op het superheterodyne-principe.

## De octode

Voor de opwekking van de hulptrilling en de menging daarvan met het antennesignaal wordt in de Philips Octode-Superheterodyne-ontvangers gebruik gemaakt van een speciale menglamp, de octode. Deze lamp is vrijwel op te vatten als een serieschakeling van een triode en een penthode, waarbij de triode dienst doet als oscillator, terwijl de door hem geleverde wisselstroom verder wordt gebruikt in de penthode.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



In *fig. 1* is een principeschema geteekend, waarin de roosters met 1 tot en met 6 zijn genummerd. De indirect verhitte kathode met het stuurrooster 1 en de hulpanode 2 vormen tezamen de triode.

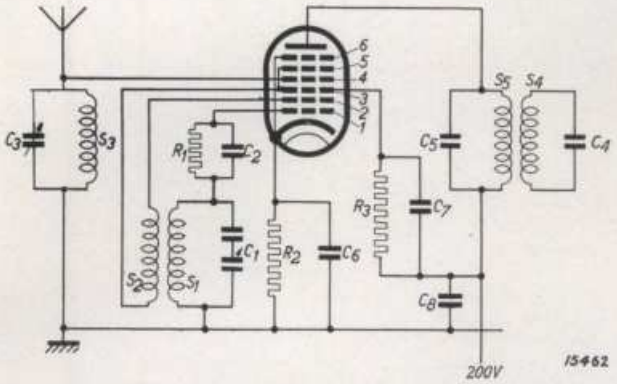


Fig. 1. Schakelschema van de octode.
$S_1C_1$ is afgestemd op de hulptrilling, $S_3C_3$ op het antennesignaal en $S_5C_5$ en $S_4C_4$ op de middelfrequentie.
1 = stuurrooster
2 = hulpanode
3 = schermrooster
4 = stuurrooster
5 = schermrooster
6 = vangrooster

Het stuurrooster 1 is verbonden met de kring, die gevormd wordt door de condensator $C_1$ en de spoel $S_1$ en die afgestemd is op de hulpfrequentie. $S_2$ is een terugkoppelspoel, die met de hulpanode 2 is verbonden. Een derde rooster dient als scherm tusschen de triode en de penthode. Van deze penthode is 4 het stuurrooster, 5 het schermrooster en 6 het vangrooster, dat met de kathode verbonden is en dat er toe dient om te vermijden, dat de uit de verschillende roosters en de anode vrijgemaakte secundaire electronen de anodestroom beïnvloeden. Het stuurrooster 4 is verbonden met de afgestemde antennekring, die wordt gevormd door de draaicondensator $C_3$ en de spoel $S_3$.

De spanning op rooster 1 wisselt periodiek met de hulpfrequentie en dientengevolge kunnen de electronen, die de kathode uitzendt, slechts intermitteerend door dit stuurrooster 1 heen komen. In de penthode treedt dus een electronenstroom binnen, waarvan de sterkte periodiek met de hulpfrequentie wisselt. De mate van versterking, die in het penthode-gedeelte van de menglamp wordt verkregen, zal dus ook periodiek met de hulpfrequentie veranderen, zooals in formule (2) werd verondersteld. De binnenkomende trilling, die versterkt moet worden, brengt men op het stuurrooster 4 van de penthode. Dit rooster zal de electronenstroom dus periodiek met de frequentie van de draaggolf meer of minder doorlaten, want zijn spanning verloopt volgens formule (3). In de anodekring zullen derhalve stroomen optreden met de som- en verschilfrequentie van hulptrilling en draaggolf, zooals in formule (4) werd aangegeven.

De nu volgende kringen in de ontvanger, $C_5S_5$ en $C_4S_4$ zijn nauwkeurig afgestemd op de verschilfrequentie, die er dus uit wordt gezeefd, waarna zij aan de detector wordt toegevoerd, zooals hierboven werd aangegeven.

**De mechanische voorstelling met behulp van zandfiguren.**

Om electrische trillingen op aanschouwelijke wijze voor te stellen teekenen wij veelal sinusvormige of anders gevormde slingerende lijnen. Zoo ontstond de gedachte deze trillingen, die men anders b.v. met krijt op een schoolbord teekent, voor de oogen van het publiek voortdurend te laten ontstaan door het maken van dienovereenkomstige zandfiguren op een zich langzaam voortbewegende transportband. Op deze wijze kan het principe van de ontvangst en de verwerking van de draaggolf verduidelijkt worden. Om te laten zien, wat er met een werkelijke radio-omroep-draaggolf gebeurt,

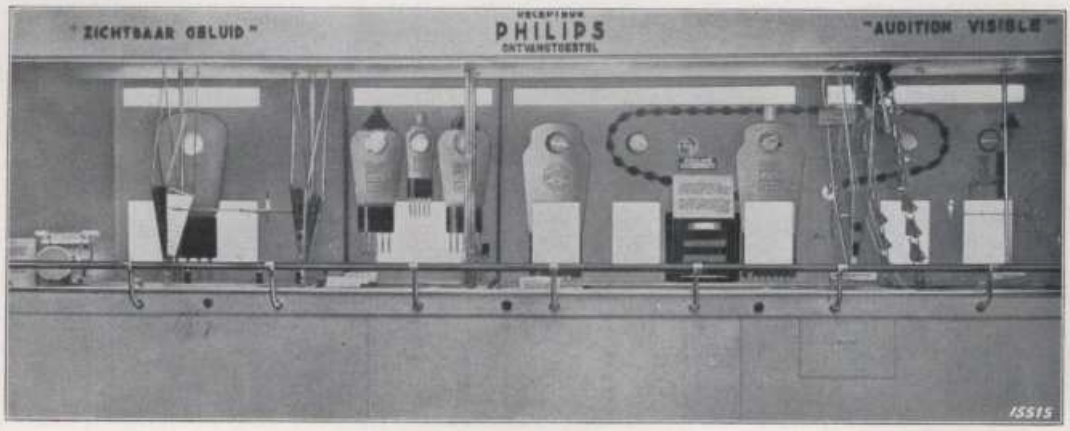


Fig. 2. Vóóraanzicht van het demonstratietoestel der superheterodyne-ontvangst op de Brusselsche wereldtentoonstelling van 1935.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



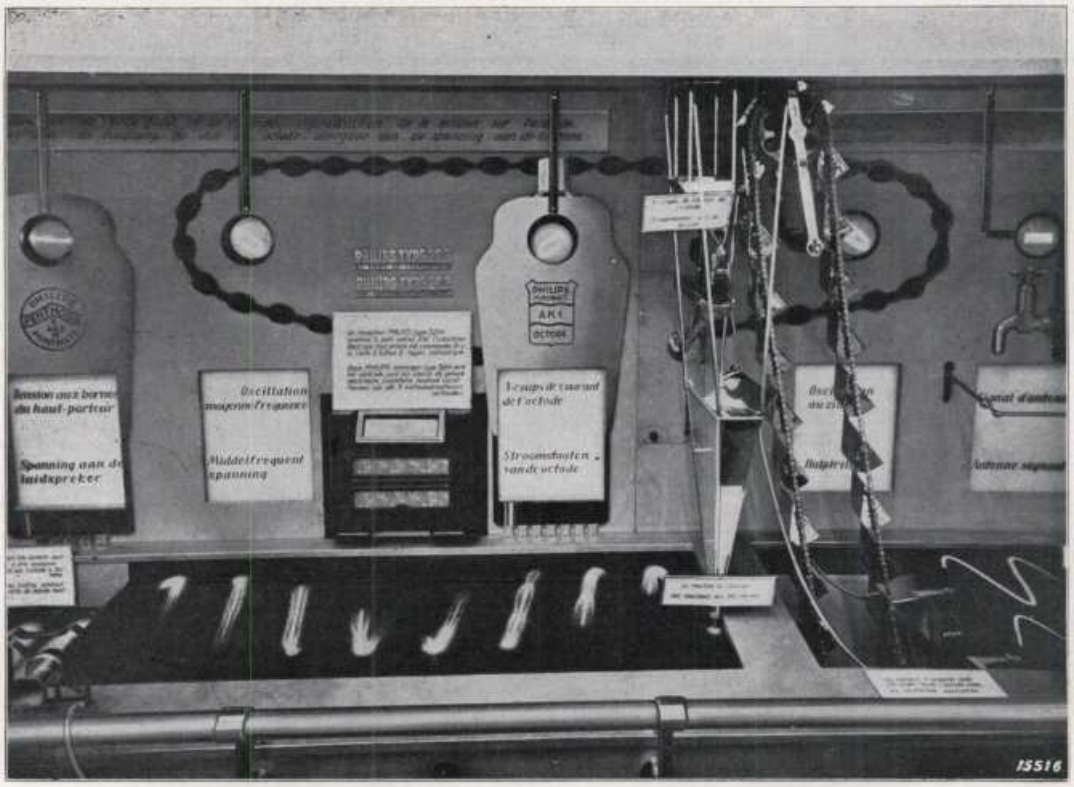


Fig. 3. Zandfiguren, die de anodestroom van de octode demonstreeren.

combineerde men dit demonstratietoestel met een aantal kathodestraalbuizen, die de trillingen zelf afbeelden op een fluoresceerend scherm.

*Fig. 2* toont het toestel, zooals het te Brussel in het Philips' Paviljoen opgesteld was. De weergave der diverse in het ontvangtoestel voorkomende trillingen in de gedaante van zandfiguren, geschiedt op een zich van rechts naar links bewegende band in het horizontale vlak, dat op deze foto slechts even zichtbaar is, maar waarvan *fig. 3* een duidelijk beeld geeft. Men onderscheidt op fig. 2 echter wel de met toevoerbuizen voor het zand en met trechters voorziene slingers, die zich van voren naar achteren en omgekeerd bewegen en daarbij de zandfiguren doen ontstaan. *Fig. 4* geeft het demonstratietoestel schematisch weer. De transportbanden, welke van rechts naar links loopen, zijn in fig. 4b met stippellijnen geteekend I, II, . . . , daarboven ziet men de trechter- en buisvormige zandstrooiers 1, 2, . . . . In fig. 4a zijn de zandfiguren voorgesteld, zooals deze op de horizontale transportbanden komen te liggen.

De draaggolf van het binnenkomende signaal wordt in fig. 4a voorgesteld door de lijn A. Daar de zandstrooier 1 heen en weer slingert, terwijl de band I van rechts naar links voortglijdt, ontstaat een sinusvormige lijn. De modulatie wordt hier niet gedemonstreerd, daar zelfs bij een zeer hooge, hoorbare toon van b.v. 5000 Hz, gemoduleerd op een draaggolf van 200 m (1500 kHz), voor de weergave van één modulatieperiode 300 draaggolfperioden noodig zijn. De variatie gedurende slechts enkele perioden op de transportband zou dus tòch te klein wezen om te kunnen worden opgemerkt. De figuur B stelt de hulptrilling voor, welke de octode-lamp in het ontvangtoestel opwekt. Zij wordt gestrooid door de trechter 2.

Het mengen van de draaggolf met de hulptrilling is hier met zandfiguren op de volgende wijze aanschouwelijk voorgesteld. De beide zandfiguren A en B vallen aan het einde van een transportband I in een mengbakje en worden daarna door middel van een elevator gestort in de trechter 3, die de eigenaardige figuren C doet ontstaan op de transportband II. Deze figuren stellen de stroom voor in de anodekring van de octode. Het ontstaan der figuren bij C kan men zich als volgt voorstellen:

Met de slinger 1, die de lijn A doet ontstaan, welke de binnenkomende draaggolf voorstelt, beweegt zich de slinger 3 steeds in fase. Deze slinger 3 strooit nu echter niet ononderbroken een zandstraal, maar deze wordt geregeld door een schuifje, dat in fase met slinger 2 wordt geopend en gesloten. Dit intermitteerend doorlaten van de zandstraal geeft een beeld van het in phase met de hulptrilling leveren van een electronenstroom door

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



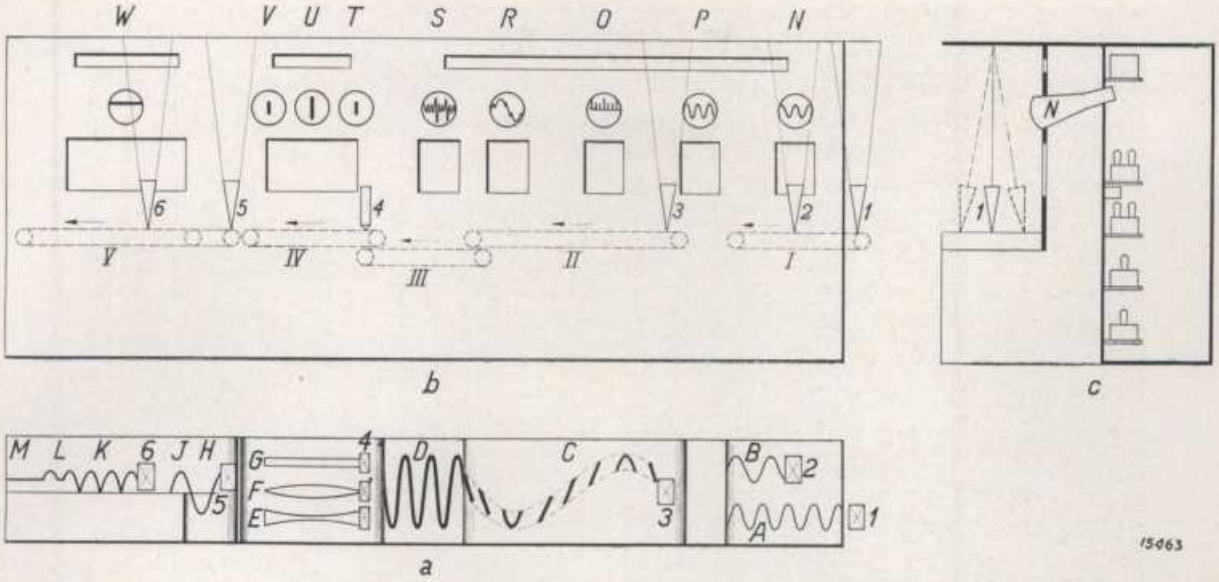


Fig. 4a. Bovenaanzicht van de van rechts naar links loopende transportbanden, waarop de zandfiguren gestrooid worden.

A = binnenkomend signaal
B = hulptrilling
C = anodestroom van de octode
D = middelfrequente trilling
E = variabele sterkte van het binnenkomende signaal
F = variatie van de versterking
G = nagenoeg constante sterkte van het signaal voor de luidspreker
E, F, G demonstreeren de compensatie van de fading
H, J, K, L en M demonstreeren de werking van het gelijkrichtergedeelte van de ontvanger.

Fig. 4b. Schematische voorstelling van de opstaande voorwand van het demonstratietoestel.

I-V zijn de van rechts naar links loopende transportbanden, waarop door de slingers 1-6 zandfiguren worden gestrooid.
N-W zijn de schermen van kathodestraal-oscillografen, waarop de verschillende stroomen en spanningen gedemonstreerd worden:
N. het binnenkomende antennesignaal
P. de hulptrilling, die door de octode wordt opgewekt
O. de anodestroomstooten in de octode
R. de spanning aan de middelfrequente transformator
S. de laagfrequente spanning aan de luidsprekerklemmen
T. de grootte van de signaalspanning in de eerste kring van de ontvanger
U. de mate der versterking, waarop het toestel zich automatisch instelt
V. de grootte van de spanning aan de luidsprekerklemmen
W. het diagram van de gelijkgerichte spanning.

Fig. 4c. Zijaanzicht van het toestel.

de triode. De grootte van de anodestroom wisselt met de trilling van de binnenkomende draaggolf, zooals hier wordt voorgesteld door de uitwijking van de slinger 3, die zich in fase met het binnenkomende signaal beweegt. Wanneer men nu de uiteinden der zandfiguren van C met elkaar verbonden denkt, ontstaat een langzaam golvende lijn, die de middelfrequente trilling voorstelt. De afbeelding 3 laat een en ander ook duidelijk zien.

Door de middelfrequente kringen wordt uit deze stroomstooten, die de menglamp verlaten, de middelfrequente trilling gezeefd, die dan in werkelijkheid de gewenschte laagfrequente modulatie draagt, waardoor het geluid wordt overgebracht. Aangezien bij de demonstratie met zandfiguren aan de hoogfrequente draaggolf (slinger 1) geen modulatie is gegeven, krijgen wij in het demonstratietoestel uit de menglamp ook alleen maar een ongemoduleerde middelfrequente trilling, die als draaggolf in het ontvangtoestel fungeert. Door het gemakshalve weglaten der modulatie is bij deze demonstratie dus ook afgezien van de detectie.

In het demonstratietoestel laten wij aan het einde van band II de zandfiguurtjes C over een klein hellend vlak, dat het zand gelijkmatiger verdeelt, op een lager gelegen band III vallen. Deze band III loopt langzamer, zoodat de erop vallende zanddeeltjes een aaneengesloten, met kortere golflengte slingerende figuur D (vgl. fig. 4a) vormen, die de uitgezeefde middelfrequente trilling voorstelt als functie van een langzamer voortschrijdende tijd. Voor een duidelijker voorstelling is feitelijk de tijdas van de sinusvormige figuren, waarom het gaat, op band III wat in elkaar gedrukt.

### Demonstratie van de werking van andere onderdeelen van de ontvanger

Het ontvangtoestel is verder voorzien van automatische fadingcompensatie, die op het volgende berust. De gelijkspanningsverandering, die als gevolg van de middelfrequente trilling aan de detector optreedt, wordt naar de voorafgaande lampen teruggevoerd, waardoor deze lampen meer of minder negatieve roosterspanning krijgen. Bij voorkomende fading wordt de gelijkspanningsverandering kleiner, hierdoor daalt de negatieve

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023

Fig. 5. Demonstratie van de fadingcompensatie en het gelijkrichtergedeelte van de ontvanger.

roosterspanning en wordt de versterking grooter. Het effect van deze fadingcompensatie wordt op de volgende wijze door de zandfiguren E, F en G (in fig. 4a) weergegeven:

E stelt de variabele sterkte van de binnenkomende draaggolf voor, F geeft de versterking weer, waarop het apparaat zich automatisch instelt, G stelt de nagenoeg niet meer aan fading onderhevige spanning voor, die aan de luidspreker wordt toegevoerd. Deze demonstratie wordt uitgevoerd door middel van een drietal buizen met afgeplat mondstuk, waardoorheen zand vloeit (zie rechtergedeelte van *fig. 5*). De eerste en de tweede buis draaien om hun as, waarbij de stand steeds 90 ° verschilt. Wanneer de eene buis b.v. een dunne zandstreep trekt (d.i. een zeer zwak op de antenne binnenkomend signaal), strooit het tweede mondstuk juist een streep van maximale breedte (de versterking). De derde buis levert een zandstreep van nagenoeg constante breedte. Als de eerste buis een zoo dun mogelijke zandstreep trekt (zeer hevige fading), dan draait de derde buis eveneens een weinig, waardoor een iets smallere streep ontstaat.

Tenslotte is op de laatste transportband (V in fig. 4b) nog met zandfiguren de werking voorgesteld van een dubbelfasige gelijkrichtlamp, die de benoodigde anodestroom voor de ontvanglampen levert. Een slinger (5) maakt sinusvormige figuren, die de transformatorspanning voorstellen, waarbij H de eene periodehelft, J de andere periodehelft voorstelt. Een gelijkrichtlamp laat de stroom slechts in ééne richting door, daarom is hier de inrichting zóó gemaakt, dat figuur H wegvalt en figuur J overblijft. Het ontvangtoestel is echter uitgerust met een z.g. dubbelfazige gelijkrichtlamp. Een dergelijke lamp is te beschouwen als een samenstel van twee gelijkrichtlampen, die beurtelings functionneeren. Gedurende elke periodehelft vindt dus gelijkrichting plaats. Een volgende slinger (6) maakt nu opnieuw sinusvormige figuren, die de spanning van de andere transformatorhelft voorstellen, 180 ° in fase ten opzichte van de eerste helft verschoven. Na deze dubbelfasige gelijkrichting is een pulseerende gelijkstroom verkregen, voorgesteld door figuur K.

De eerste vereffeningscondensator van het filter maakt de gelijkstroom minder sterk pulseerend. Dit wordt in de zandfiguren weergegeven door middel van een roteerend borsteltje, dat het zand naar het midden veegt, zoodat figuur L ontstaat. Tenslotte bewerkt de rest van het vereffeningsfilter (smoorspoel en condensator), dat ook het laatste rimpeltje uit de gelijkstroom verdwijnt: een tweede borsteltje veegt nu ook de rimpelkoppen nog weg, waardoor figuur M overblijft (zie linkergedeelte van afb. 5).

Het zand, dat aan het einde van de transportbanden eraf valt, wordt verzameld en door middel van een voor de toeschouwer onzichtbare elevator

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



omhoog gebracht, gedroogd (om het kleven van zandkorrels aan de banden te vermijden) en in een reservoir gestort, van waaruit de zandstrooiers worden gevoed.

**Demonstratie met kathodestraalbuizen**

Naast deze zeer vereenvoudigde en sterk vertraagde voorstelling van hetgeen er in een superheterodyne plaats vindt, wordt met behulp van 9 kathodestraalbuizen, waarvan de schermen in fig. 2 zijn te zien, een demonstratie gegeven van de electrische verschijnselen, die in een dergelijk toestel optreden. Om het verloop dezer spanningen te kunnen vertoonen, worden zij op de betreffende plaatsen van de ontvanger afgetakt en in speciale versterkers tot op het gewenschte niveau versterkt. Om storende koppelingsverschijnselen te voorkomen wordt elke versterker door een afzonderlijke gelijkrichter gevoed.

De versterkte spanningen worden toegevoerd aan de platen in de kathodestraaloscillografen, die de electronenbundel door electrostatische werking in verticale richting doen afwijken. Op het fluoresceerende scherm van de buizen worden dan wisselstroomfiguren zichtbaar door op de platen, die een horizontale afwijking aan de electronenbundel geven, een zaagtandspanning [1]) aan te leggen van geschikt gekozen frequentie.

In fig. 4b zijn de schermen der buizen opeenvolgend met N tot en met W aangeduid, terwijl in het onderschrift is aangegeven, welke stroomen of spanningen zij resp. moeten demonstreeren. Door meer of minder snel varieerende zaagtandspanningen aan te leggen, verkreeg men op de schermen minder of meer slingeringen tellende sinusvormige figuren, zooals in fig. 4b geteekend zijn.

Het was echter ook mogelijk om de netfrequentie van 50 perioden per sec. op de horizontale platen te zetten, waardoor op de schermen de zg. Lissajousfiguren ontstaan. Door eveneens de spanningen der verticale platen met de netfrequentie te laten varieeren, worden op de schermen ellipsen afgebeeld, zooals o.a. in de foto's van fig. 2 en 3 te zien is.

Afbeelding 4c toont nog een dwarsdoorsnede van het toestel, met de plaatsing van het electrische deel, bestaande uit de ontvanger en 53 hulpapparaten.

Fig. 6. Achteraanzicht van het toestel.

Dit deel (zie *fig. 6*) is geheel opgesteld in een metalen cabine, teneinde de invloed van storingen uit de omgeving zooveel mogelijk te beperken (onder het Philips' Paviljoen liep een tramlijn met zeer druk verkeer). Door de ruimte, die noodig was voor de demonstratie door middel van zandfiguren, en bovendien door de wenschelijkheid de kathodestraalbuizen op eenige afstand van elkaar te plaatsen, kreeg het apparaat een frontbreedte van niet minder dan 7,5 meter. Het mag wel de grootste radio-ontvanger ter wereld genoemd worden. Het demonstratietoestel werd in het laboratorium volgens het ontwerp van R. P. Wirix geconstrueerd.

Bewerkt door H. J. J. BOUMAN.

[1]) d.i. een bepaald soort relaxatietrilling, die o.a. in Philips techn. T. **1**, 16, 1936, werd besproken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



# ABSOLUTE GELUIDSDRUKMETINGEN

door J. DE BOER.

**Samenvatting.** Twee methoden worden behandeld, waarmee een geluidsdruk gemeten kan worden. Het verschil in de resultaten, die met behulp van de twee methoden zijn verkregen, blijft binnen de perken van het onderscheidingsvermogen van het oor.

## Inleiding

Indien we van een luidspreker of microfoon de gevoeligheid wenschen te bepalen, dan moeten we twee soorten van grootheden kennen, nl. electrische (b.v. stroom door het luidsprekerspoeltje, spanning aan de uitgang van de microfoon transformator) en acoustische (de door de luidspreker afgegeven acoustische energie, of geluidsdruk, ter plaatse van de microfoon). In dit artikel zullen we een tweetal methoden bespreken, waarmede een geluidsdruk gemeten kan worden. De methoden zijn die met behulp van de Rayleigh-schijf, en die met behulp van de condensatormicrofoon. In de laatste paragraaf zijn de resultaten van enkele metingen weergegeven, die zoowel met de Rayleigh-schijf, als met behulp van de condensatormicrofoon verricht zijn.

## Rayleigh-schijf

De Rayleigh-schijf is een dun cirkelvormig schijfje, dat opgehangen wordt aan een torsiedraad (*fig. 1*). Wordt een dergelijke schijf verticaal gehangen in een horizontale stationnaire of periodieke vloeistof of gasstroom, dan wordt op dit schijfje een koppel uitgeoefend, dat zal trachten het loodrecht op de stroomingsrichting te draaien. De grootte van het koppel $M$ houdt verband met de gemiddelde snelheid $\bar{v}$ van de trillende luchtdeeltjes. Door $M$ te meten, kan men zoodoende de snelheid bepalen en daaruit de geluidsdruk berekenen.

Rayleigh heeft de verschijnselen het eerst bestudeerd. König[1]) heeft de grootte van het koppel uitgerekend onder de volgende veronderstellingen:

a) onsamendrukbare vloeistof,
b) stationnaire strooming,
c) geen wrijving.

Het resultaat van de berekening is:

$$M = \frac{4}{3} \varrho\, a^3\, v^2\, \sin 2\vartheta \qquad (1)$$

($\varrho$ = dichtheid vloeistof, $v$ = snelheid van de vloeistof, $\vartheta$ = hoek tusschen de normaal op het schijfje en de stroomrichting, $a$ = straal van de schijf).

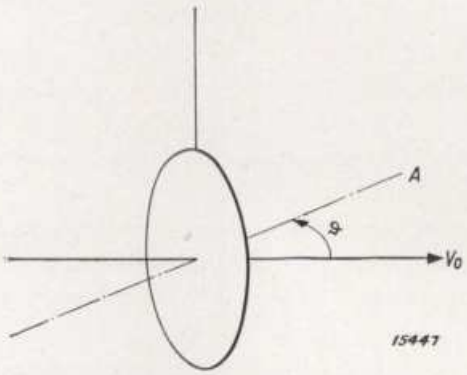


Fig. 1. Rayleigh-schijf. Door de luchtbeweging in het geluidsveld ontstaat een koppel, dat er naar streeft, de as $A$ van de schijf in de voortplantingsrichting $v_0$ van het geluid te draaien. Het koppel heeft een maximale waarde, wanneer de hoek $\vartheta$ tusschen $A$ en $v_0$ 45° bedraagt.

Aan de hand van het stroomlijnenbeeld, dat qualitatief is weergegeven in *fig. 2* kan men de werking van de strooming op de Rayleigh-schijf begrijpen. In een horizontale wervel vrije strooming bestaat tusschen de druk $p$ en de snelheid $v$ de uit de wet van energiebehoud volgende betrekking:

drukenergie + kinetische energie = constant,

welke bij beschouwing van een cm³ van de vloeistof leidt tot de formule van Bernoulli:

$$p + \frac{\varrho}{2} v^2 = \text{constant}.$$

De maximale overdruk $p_m$ ontstaat in de punten $P_1$ en $P_2$ van fig. 2, waar de stroomlijnen een stuwpunt hebben en dus de snelheid $v = 0$. Hier is $p_m = \frac{\varrho\, v_0^2}{2}$, waarbij $v_0$ de snelheid van de ongestoorde strooming is. De drukmaxima op vóór- en achterkant van de plaat liggen blijkbaar verschoven ten opzichte van elkaar en vormen dus een koppel, dat er naar streeft, de schijf loodrecht op de richting van de strooming te draaien. Vervangen wij de drukkrachten door hun resultante $K$, dan verkrijgen wij fig. 3. Blijkbaar is:

de druk $p$ evenredig met $\frac{\varrho \cdot v_0^2}{2}$

de kracht $K$ evenredig met $\frac{\varrho\, v_0^2}{2} \cdot \pi a^2$

het koppel $M$ evenredig met $\frac{\varrho \cdot v_0^2}{2} \cdot \pi a^2 . a$

Deze uitkomst is in overeenstemming met verg. (1).

Bovendien volgt uit symmetrieoverwegingen, dat het koppel zal verdwijnen, indien de hoek tusschen de schijf en de stroomrichting 0° of 90° bedraagt, hetgeen in verg. (1) door de factor $\sin 2\vartheta$ tot uiting wordt gebracht.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



Vergelijking (1) geldt niet alleen voor stationnaire stroomen, maar ook voor periodiek veranderlijke, mits de golflengte voldoende groot is vergeleken met de schijf. De gemiddelde waarde van het koppel is dan:

$$\bar{M} = \frac{4}{3} \varrho\, a^3\, \bar{v}^2\, \sin 2\vartheta \qquad (2)$$

waarbij $\bar{v}^2$ de gemiddelde waarde van het kwadraat van de snelheid beteekent. Verg. (2) geeft het koppel, dat uitgeoefend wordt door een geluidsveld [1]). Aangezien de Rayleigh-schijf door zijn traagheid de acoustische trillingen praktisch niet kan volgen, is hier namelijk alleen de gemiddelde waarde van het koppel van belang.

Uit verg. (2) volgt:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3\,M}{4\,a^3\,\varrho\,\sin\,2\,\vartheta}} \qquad (3)$$

Door $M$ te meten kunnen we dus $\bar{v}$ vinden; d.i. de wortel uit de middelwaarde van het kwadraat der snelheid, waarmee de luchtdeeltjes trillen. De bij deze snelheid $\bar{v}$ behoorende geluidsdruk $\bar{p}$ volgt uit het karakter van het golfverschijnsel.

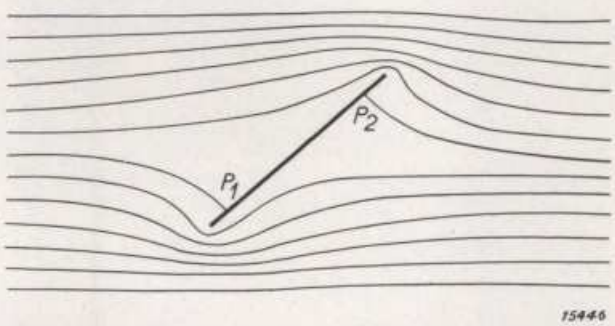


Fig. 2. Stroomlijnen van een wervelvrije strooming om een band, die loodrecht op het vlak van teekening oneindig is uitgestrekt. Het beeld geldt qualitatief ook voor de omstrooming van een cirkelvormig schijfje. De hydrodynamische druk heeft maximale waarden in de stuwpunten $P_1$ en $P_2$.

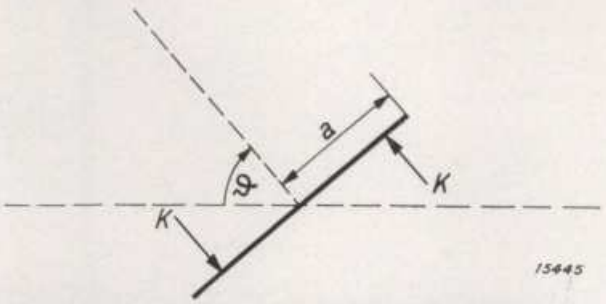


Fig. 3. Krachtwerkingen van de strooming. De resultanten ($K$) van de hydrodynamische druk liggen verschoven ten opzichte van elkaar (zooals de stuwpunten) en vormen een koppel. De arm van het koppel is evenredig met de radius $a$ van de schijf; de kracht $K$ is evenredig met het oppervlak $\pi a^2$.

[1]) Geluidsgolven beantwoorden niet aan de veronderstelling van een onsamendrukbare vloeistof zonder wrijving, die König voor de berekening van het koppel heeft gebruikt. Desniettegenstaande blijft zijn resultaat (verg.(1)) ook voor geluidsgolven gelden. [11])

Voor vlakke, loopende golven bestaat tusschen de druk $p$ en de snelheid $v$ van de trillende luchtdeeltjes het verband $p = \varrho \cdot c \cdot v$, waarbij c de voortplantingssnelheid van het geluid beteekent. Voor lucht van 1 at druk en een temperatuur van 20° C verkrijgt men:

$$\bar{p} = 42{,}6\ \bar{v}\ bar\ [2]) \qquad (4)$$

waarbij $\bar{v}$ in cm/sec is gemeten. Voor bolvormige geluidsgolven, die van een puntvormige geluidsbron uitgaan, bestaat niet een dergelijke eenvoudige betrekking tusschen de geluidsdruk en de snelheid van de trillende deeltjes. Heeft het geluid de frequentie $\nu$ en het golfgetal $k$ (dus $k$ golflengten per lengte-eenheid), dan gelden de uitbreidingswetten:

$$p = A\ \sin\ 2\ \pi\ (\nu t - kr)$$

$$v = A \cdot \varrho \cdot c \left[ \sin\ 2\ \pi\ (\nu t - kr) - \frac{\cos\ 2\ \pi\ (\nu t - kr)}{2\ \pi\ kr} \right]$$

Hieruit volgt, dat verg. (4) tot op $1\,^0/_{00}$ nauwkeurig, ook voor bolvormige geluidsgolven geldt, mits de afstand $r$ van de (puntvormige) geluidsbron tenminste 3,5 golflengten bedraagt (b.v. 120 cm bij 1000 Hertz).

Afwijkingen van de theorie van König beginnen eerst bij hooge frequenties op te treden, wanneer de golflengte van het geluid van dezelfde orde van grootte wordt, als de diameter van de schijf. Voor een schijf van 1 cm diameter bedraagt bij 10000 Hertz de correctiefactor $10\,^0/_0$.

**Meting van het koppel en experimenteele opstelling**

Het door verg. (2) gegeven koppel zal de schijf over een zoodanige hoek $\alpha$ draaien, dat het terugdrijvende torsiekoppel ($M = D\,\alpha$) even groot is. $\alpha$ kan gemeten worden door met een kijker en schaalverdeeling de draaiing van een op het schijfje bevestigd spiegeltje te meten. $D$ volgt uit de (ongedempte) trillingstijd $T$ en het traagheidsmoment $Q$ van de schijf.

$$D = \frac{4\,\pi^2\,Q}{T^2}; \quad \text{dus } M = \frac{4\,\pi^2\,Q}{T^2}\,\alpha \qquad (5)$$

Door het torsiekoppel $M$ in te vullen in verg. (3) verkrijgt men de gemiddelde snelheid:

$$\bar{v} = \frac{\pi}{T} \sqrt{\frac{3\,Q\,\alpha}{\varrho\,a^3\,\sin\,2\,\vartheta}} = \frac{5{,}44}{T} \sqrt{\frac{Q\,\alpha}{\varrho\,a^3\,\sin\,2\,\vartheta}} \qquad (6)$$

Verg. (6) bepaalt de snelheid $v$ der luchtdeeltjes als functie van de draaiingshoek $\alpha$ der Rayleigh-schijf. Alle andere grootheden zijn bekende constanten.

[2]) 1 bar = 1 dyn/cm² = 0,75.10⁻³ mm Hg.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



Het zou voor de hand liggen, om metingen met deze methode in de open lucht uit te voeren, waar men geen hinder van gereflecteerd geluid heeft. Dit is echter onmogelijk gebleken, omdat de Rayleigh-schijf niet alleen voor hoogfrequente geluidstrillingen gevoelig is, maar ook voor langzaam veranderlijke luchtstroomingen, die in de open lucht altijd voorkomen en dan door de groote trillingstijd van de schijf het meten zeer bemoeilijken.

De Rayleigh-schijf wordt daarom in een kamertje, met sterk geluid-absorbeerende wanden, opgehangen (zie *fig. 4*). De achterwand moet openblijven, daar de door deze wand gereflecteerde

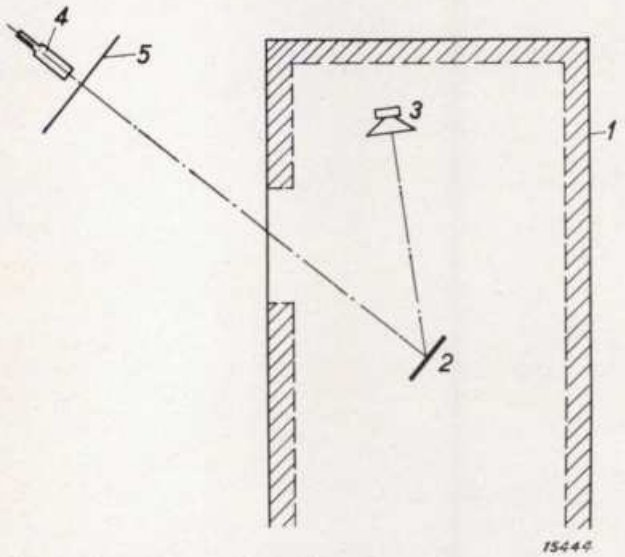


Fig. 4. Kamertje met geluid-absorbeerende wanden voor geluidsmetingen met behulp van de Rayleigh-schijf.
1 = wandbekleeding
2 = Rayleigh-schijf
3 = luidspreker
4 = kijker
5 = schaalverdeeling.

trillingen de ergste foutenbron zijn. Bij hoogere frequenties krijgen ook de door de zijwanden gereflecteerde golven minder beteekenis, daar de absorptie-coëfficient van de wanden toeneemt met de frequentie en, indien de geluidsbron een luidspreker is, de geluidsbundel sterker gericht wordt.

## Condensatormicrofoon

De condensatormicrofoon (*fig. 5*) bestaat uit een gespannen geleidend membraan **1** bijv. van aluminium (≈ 20 micron dik) geplaatst tegenover een electrode **2**.

Dit membraan zal onder invloed van geluidsgolven met de frequentie van de drukschommelingen gaan bewegen. Hierdoor zal de capaciteit van de door **1** en **2** gevormde condensator ook periodiek veranderen. Draagt nu de door **1** en **2** gevormde condensator een bepaalde lading $q$, die met behulp van een batterij over de weerstand $R$ wordt toegevoerd, dan zullen tengevolge van de capaciteitsvariaties spanningswisselingen optreden.

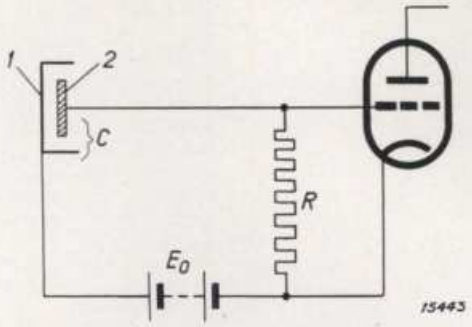


Fig. 5. Schema van de condensatormicrofoon.
1 = membraan
2 = achter-electrode
R = lekweerstand
$E_0$ = batterij.
De wisselende geluidsdruk op **1** doet de capaciteit C varieeren. Hierdoor schommelt de spanning van de condensator, omdat de lading over de lekweerstand R niet zoo gauw kan toe- en afvloeien.

Deze worden met een triode-voltmeter gemeten, waarvan de schakeling van de eerste lamp in *fig. 5* is weergegeven. Is $\omega$ de frequentie van het geluid, dan kan de afstand $d$ tusschen de electroden **1** en **2** voorgesteld worden door

$$d = d_0 - d_1 \sin \omega t$$

waarbij $d_0$ de middelwaarde van de afstand is en $d_1$ de amplitude van de trilling.

De capaciteit van de condensator verandert hierdoor eveneens periodiek namelijk

$$C = \frac{oppervlak}{4\,\pi\,afstand} = \frac{O}{4\,\pi\,(d_0 - d_1 \sin \omega t)}$$

Bij voldoend lage frequentie zou de lading dusdanig over de weerstand $R$ afvloeien en toevloeien, dat het spanningsverschil tusschen de bekleedselen van de condensator constant blijft, nl. gelijk aan de batterijspanning $E_0$. Bij voldoend hooge frequenties (trillingstijd klein, vergeleken met de ontlaadtijd $R \cdot C$ [3]) van de condensator) kunnen wij daarentegen de lading $q$ als constant beschouwen ($q = O \cdot E_0 / 4\,\pi\,d_0$) en verkrijgen een spanning op de condensator:

$$U_C = \frac{q}{C} = \frac{q}{O}\ 4\pi\ (d_0 - d_1 \sin \omega t)$$

Het spanningsverschil $U_R$ tusschen de einden van de weerstand is dan

$$U_R = E_0 - U_C = \frac{4\,\pi\,q}{O} d_1 \sin \omega t$$

$$= E_0 \frac{d_1}{d_0} \sin \omega t \qquad (7)$$

[3]) De ontlading van een condensator $R$ over een weerstand $C$ is door het product $RC$ bepaald, (dit tijdschrift **1**, 44, Febr. 1936).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



Zooals reeds opgemerkt is, geldt verg. (7) onder de voorwaarde:

$$RC \gg \frac{1}{\omega} \text{ of } RC\omega \gg 1.$$

Om uit de versterkte wisselspanning de geluidsdruk te bepalen, zou het echter noodig zijn om de spanning en elastische eigenschappen van het membraan en voorts alle in het schema voorkomende grootheden, te kennen. Het is echter mogelijk, het zonder deze moeilijk te bepalen waarden te stellen. De geheele apparatuur kan nl. geijkt worden met behulp van een bekende, langs electrische weg nagebootste druk op het membraan. Door vóór het membraan nog een electrode te plaatsen en tusschen deze electrode en het membraan een gelijkspanning en een wisselspanning aan te brengen, is het mogelijk het membraan te laten trillen. De grootte van de op het membraan uitgeoefende electrische kracht (kunstmatige geluidsdruk) kan gemakkelijk berekend worden.

De trekspanning aan de plaat van een condensator is:

$$p = \frac{E^2}{8\pi}$$

waarbij $E$ de electrische veldsterkte is. In ons geval is naar fig. 6:

$$E = E_1 + E_2 \sin\omega t$$

en dus

$$p = \frac{1}{8\pi}\left[E_1^2 + 2E_1E_2\sin\omega t + {}^1/_2 E_2^2 (1-\cos 2\omega t)\right] \quad (8)$$

De druk bevat een constant deel, een deel met de cirkelfrequentie $\omega$ en een deel met de cirkelfrequentie $2\omega$. Hij is dus niet zuiver sinusvormig, maar bevat een tweede harmonische. Deze kan echter verwaarloosd worden, wanneer de wisselspanning $E_2$ voldoende klein is ten opzichte van de gelijkspanning $E_1$. Laat men de gelijkspanning weg, zoo verkrijgt men alleen de tweede harmonische, dus een zuiver sinusvormige trilling met de dubbele frequentie.

Het vóórrooster (*fig. 6*) is als staafrooster uitgevoerd. Was de plaat gesloten, dan zou tusschen **1** en **3** een afgesloten luchtruimte ontstaan. Dit zou beteekenen, dat het membraan bij de calibratie een extra stijfheid zou ondervinden, een stijfheid, die bij de gewone geluidsdrukmetingen niet aanwezig zou zijn. Aangezien de voorafgaande berekening voor het geval van een vlakke voorrooster werd uitgevoerd, is verg. (8) niet precies juist; er komt nog een van de frequentie onafhankelijke correctiefactor bij. [III])

Indien we met deze microfoon metingen gaan verrichten, moeten we nog een tweetal correcties in aanmerking nemen. We weten nl. de geluidsdruk op de plaats van het membraan. We wenschen te weten de geluidsdruk daar ter plaatse, indien de microfoon niet aanwezig was. Om twee redenen zijn deze twee drukken niet dezelfde:

a) door de buiging van het geluid om de microfoon; de druk op het membraan wordt hierdoor grooter. Hoe kleiner de golflengte van het geluid wordt, des te aanzienlijker wordt deze correctiefactor. Voor het geval, dat de afmetingen van de

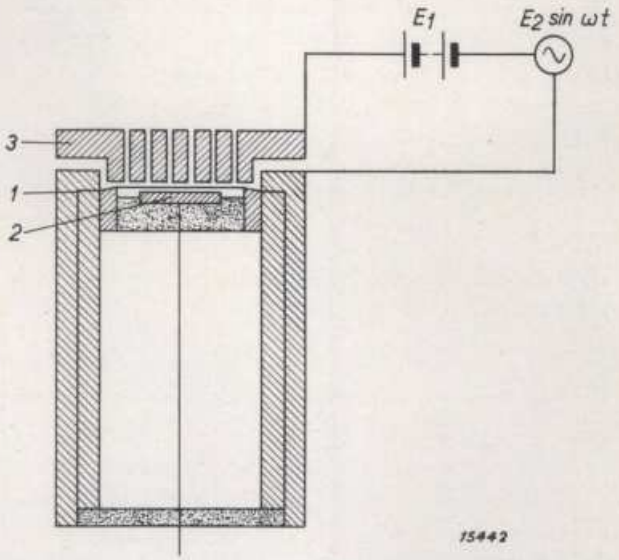


Fig. 6. Doorsnede van een condensatormicrofoon met vóórrooster.
**1** = membraan
**2** = achterelectrode
**3** = vóórelectrode.
Door een gelijkspanning ($E_1$) en een wisselspanning ($E_2$ sin $\omega t$) tusschen **1** en **3** te leggen, wordt een druk van bekende grootte en frequentie op het membraan uitgeoefend, waarmee de apparatuur geijkt kan worden.

microfoon groot worden, vergeleken met de golflengte, nadert ze tot de grenswaarde 2.

De correctiefactor kan, indien de vorm en afmetingen van een microfoon bekend zijn, berekend worden.[IV])

*Fig. 7* geeft de correctiefactor weer als functie van de frequentie voor een cylindervormig microfoon-model (diameter 1 cm).

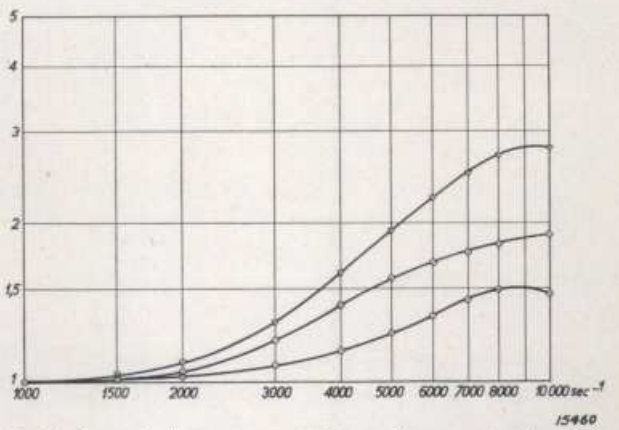


Fig. 7. Correctiefactoren van de condensatormicrofoon.
Onderste kromme: correctie voor buisresonantie.
Middelste kromme: correctie voor buiging.
Bovenste kromme: totale correctie.
De druk op het membraan is bij een geluid van 10000 Hertz nagenoeg 3 keer grooter dan de druk op de overeenkomstige plek bij afwezigheid van de microfoon. Voor minder dan 1000 Hertz is de correctie te verwaarloozen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



b) De constructie van de microfoon is zóó, dat vóór het membraan een korte cylindervormige ruimte aanwezig is. De druk op het membraan is niet dezelfde als de druk in het voorvlak van deze ruimte. De verhouding tusschen deze twee drukken is door Ballantine en West berekend.[V]) In fig. 7 is ook deze correctiefactor tegen de frequentie uitgezet voor een pijp van 3 mm en een inwendige diameter van 10 mm. Eveneens is in deze fig. uitgezet de totale correctiefactor, die uit deze beide correcties volgt.

**Experimenteele opstelling van de condensatormicrofoon**

Zooals reeds werd gezegd, wordt de microfoon aangesloten op een versterker. Deze mag echter niet vlak in de nabijheid van de microfoon zijn, daar ze anders het geluidsveld verstoort. Aan de andere kant mag de leiding van de microfoon naar de versterker ook weer niet te lang zijn, omdat dan de capaciteit tusschen de beide verbindingsdraden te groot wordt.

Het is zeer goed mogelijk om met deze methode in de open lucht te meten. De invloed van continue luchtstroomen is hier te verwaarloozen. Plotselinge stooten zijn wel merkbaar maar kunnen direct geïdentificeerd worden, doordat de microfoon en de voltmeter practisch geen traagheid hebben.

**Vergelijking van beide methoden**

Tegenover een luidspreker was op 1 meter afstand een Rayleigh-schijf opgesteld. Bij verschillende frequenties werd de stroom aan het luidsprekerspoeltje zoo ingesteld, dat de schijf een uitwijking kreeg beantwoordende aan een geluidsdruk van 1 bar. Hierna werd op de plaats van de Rayleighschijf de condensatormicrofoon opgesteld en bij precies dezelfde frequentie en dezelfde stroomen door het luidsprekerspoeltje de spanning aan het einde van de microfoonversterker gemeten. Deze uitkomsten (in millivolts/bar) zijn vergeleken met de langs electrostatische weg verkregen calibratie van de microfoon na aanbrenging van beide bovengenoemde correcties. *Fig. 8* geeft de resultaten weer.

De overeenstemming van de twee methoden is zeer bevredigend. De uitkomsten voor de geluidsdruk verschillen in het geheele frequentiegebied tusschen 1000 Hertz en 8000 Hertz minder dan 7 % (d.w.z. minder dan 0,6 decibel [4]). Bij zeer lage frequentie is de Rayleigh-schijf misschien minder

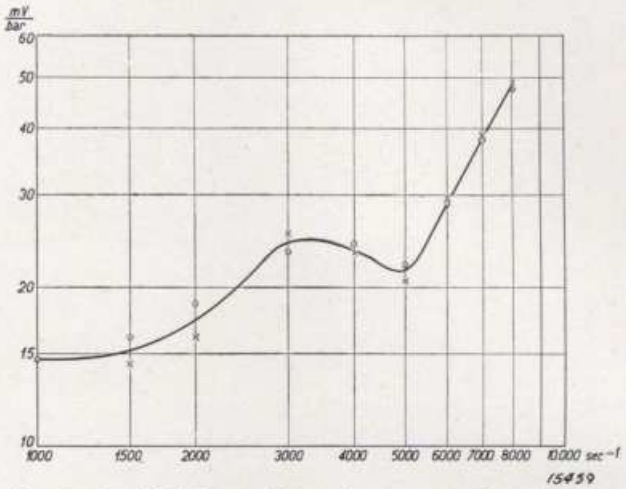


Fig. 8. Gevoeligheid van de condensatormicrofoon (mV/bar) als functie van de frequentie.
× calibratie met behulp van het vóórrooster
⊙ calibratie met behulp van de Rayleigh-schijf.

betrouwbaar, omdat het dan moeilijk is, de reflectie van golven te vermijden. Aan de andere kant zal men bij zeer hooge frequentie aan de uitkomsten van de condensatormicrofoon minder waarde toekennen, omdat de correcties tengevolge van de buiging der geluidsgolven zeer aanzienlijk worden (bij 8000 Hertz ruim een factor 4). Een verschil van maximaal 7 % wordt door het oor niet meer waargenomen. De nauwkeurigheid voldoet dus aan de eischen der practijk.

## LITERATUUR

I) W. König, Wied. Ann., **43**, 43, 1891.

II) L. v. King, Proc. Roy Soc. **A. 153**, 17, 1935.

III) S. Ballantine, Journ. of Ac. Soc. **3**, 352, 1932.

IV) S. Ballantine, Journ. Ac. Soc. Am. **3**, 319, 1932.

V) S. Ballantine, Proc. I.R.E. **18**, 1206, 1930.
W. West, Proc. Inst. Electr. Eng. **5**, 145, 1930.

[4]) Zijn $P_1$ en $P_2$ twee geluidsdrukken, dan wordt het verschil der twee geluidsintensiteiten gedefinieerd door $20 \log_{10} P_1/P_2$ decibel. Het oor onderscheidt pas verschillen van 1 decibel, d.w.z. van 12% in de geluidsdruk.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



# HOOGFREQUENTE TRILLINGEN IN NATRIUMLAMPEN

door L. BLOK.

**Samenvatting.** Behalve de hoogfrequente trillingen bij het ontsteken, die bij alle door wisselstroom gevoede ontladingsbuizen optreden, kunnen in natriumlampen ook permanente hoogfrequente trillingen in de ontlading optreden, die onder bepaalde omstandigheden, indien men geen maatregelen neemt, radiostoringen kunnen veroorzaken. Metingen van deze trillingen bij gelijkstroomlampen leidden tot de onderscheiding van twee trillingstypen A en B, die in hun uiterlijk en in hun beïnvloedbaarheid door verscheidene factoren verschillen. Het trillingstype A wordt toegeschreven aan trillingen van positieve ionen, trillingstype B aan trillingen van electronen. In de thans gebruikelijke uitvoering van de verlichtings-installaties, waar iedere lamp gevoed wordt door een aparte spaarlektransformator (met in tweeën gedeelde en symmetrisch ten opzichte van de lamp geschakelde secondaire wikkeling), kunnen de trillingen niet in het net komen. In speciale gevallen, waar toch kans op radiostoringen bestaat, is een heel eenvoudig ontstoringselementje de aangewezen remedie.

## Inleiding

Het is een bekend feit, dat in gasontladingen hoogfrequente trillingen kunnen optreden, die door uitstraling of voortplanting langs leidingen, aanleiding kunnen geven tot storing van de radio-ontvangst in de nabijheid. De overdracht van de trillingen op het net wordt tegenwoordig bij natriumlampen op eenvoudige wijze vermeden door een geschikte constructie en schakeling van de voedingstransformator. Om te weten, welke maatregelen genomen moesten worden om storingen te voorkomen, was het wenschelijk, een nader inzicht in het totstandkomen en het karakter der trillingen te verkrijgen.

Wij moeten hierbij een onderscheid maken tusschen de hoogfrequente trillingen tijdens het branden van de ontlading en de trillingen bij het ontsteek-proces. Deze laatste zijn, ook als radiostoring, het meest bekend; zij kunnen bij vrijwel iedere op wisselstroom werkende ontladingsbuis optreden, zooals in neonbuizen voor lichtreclames, gelijkrichters, enz., die in elke periode tweemaal ontsteken en weer uitgaan. Deze storing is in vele gevallen niet aanwezig. Treedt zij echter op, dan heeft zij hetzelfde karakter als de storingen door vonken van schakelaars en machines; zij levert ons geen nieuw gezichtspunt op en zal niet verder worden beschouwd. Wij kunnen dit gevoegelijk doen, omdat deze trillingen tegelijkertijd met de eigenlijke trillingen der gasontlading onschadelijk worden gemaakt.

Bij storingen door gelijkstroomontladingen kunnen natuurlijk alleen de permanente hoogfrequente trillingen hinderlijk zijn, immers een ontsteekproces komt hier slechts één keer bij het inschakelen voor. Dat deze permanente trillingen onder bepaalde omstandigheden radiostoringen kunnen meebrengen, bleek bij de invoering der, oorspronkelijk voor gelijkstroom geconstrueerde, natriumlampen voor wegverlichting. Dit was de aanleiding tot een nader onderzoek, waarvan hier de resultaten in het kort zullen worden weergegeven [1]).

## Meting van de hoogfrequente trillingen

Allereerst werd een opstelling gemaakt voor het meten der hoogfrequente trillingen. Voor de metingen, buiten het laboratorium verricht, bestond deze uit een transportabel ontvangtoestel met antenne, waarbij de hoogfrequente trilling als radiostoring in de luidspreker gehoord en tegelijk de gelijkgerichte spanning met een triodevoltmeter gemeten werd. Bij de metingen in het laboratorium werd tevens de hoogfrequente spanning

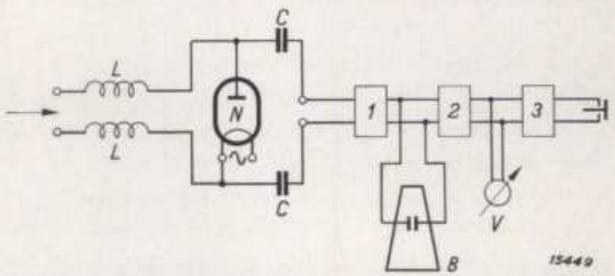


Fig. 1. Meetopstelling voor het onderzoek van de hoogfrequente trillingen in natriumlampen. De lamp N wordt met gelijkstroom gevoed. Twee smoorspoelen L beletten de hoogfrequente trillingen de overgang naar het net, twee condensatoren C houden de gelijkspanning van de eigenlijke meetopstelling af. 1 is een hoogfrequentieversterker, daarachter is de kathodestraalbuis B aangesloten. In 2 worden de hoogfrequente trillingen gelijkgericht en in de daaropvolgende triodevoltmeter V wordt de hoogfrequente spanning gemeten. 3 is een laagfrequentieversterker, die de trillingen als radiostoring in de luidspreker hoorbaar maakt.

[1]) Hoewel inmiddels in de Philipsfabrieken om verschillende redenen overgegaan is tot de fabricage van natriumlampen voor wisselstroom, blijven de met gelijkstroomlampen verkregen resultaten toch wel van belang.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023


met behulp van een kathodestraalbuis zichtbaar gemaakt, voor welk doel de hoogfrequente spanning direct van de lamp werd afgenomen. *Fig. 1* geeft het schema van de opstelling.

Met behulp van een bandfilter in de hoogfrequentie-versterker konden achtereenvolgens verschillende golflengtegebieden tusschen 200 en 2000 m worden ingesteld, om de frequentie der trillingen te onderzoeken. De fluorescentievlek op het scherm van de kathodestraalbuis wordt door een „zaagtandvormige" afbuigspanning [2]) tot een lichtende streep van regelbare lengte, de tijdbasis, uit elkaar getrokken. Door de (versterkte) hoogfrequente spanning wordt deze streep tot een vaantje verbreed (*fig. 2*), waarvan de breedte direct een maat geeft voor de amplitude van deze spanning. Brandde de lamp, bij latere metingen, op wisselstroom, dan werd de tijdbasis gelijk gemaakt aan één periode of een klein veelvoud daarvan; zoo kan ook de verdeeling van de trillingen over een periode van de voedende wisselstroom worden nagegaan.

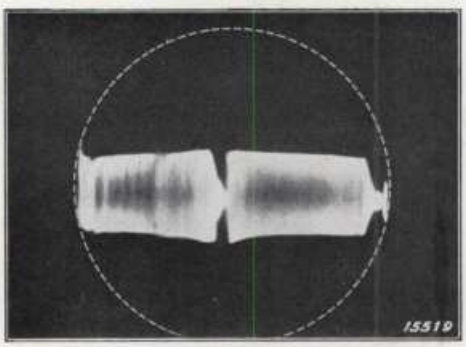


Fig. 2. Verloop van de hoogfrequente spanning van een op wisselstroom brandende natriumlamp (type SO 100) tijdens één periode van de wisselstroom. De fluorescentievlek op het scherm van de kathodestraalbuis is door een „zaagtand"-spanning tot een lichtende streep (horizontaal) uit elkaar getrokken, de tijdbasis. Door de hoogfrequente spanning wordt de electronenbundel verticaal afgebogen: de lichtende streep op het fluorescentiescherm wordt tot het hier gefotografeerde vaantje verbreed. (De omtrek van het scherm is door een stippellijn aangeduid). De breedte van het vaantje geeft een maat voor de amplitude van de hoogfrequente spanning. De tijdbasis is gelijk aan één wisselstroomperiode gemaakt. Gebeurt in iedere periode precies hetzelfde, dan krijgen we dus een stilstaand beeld. De belichting duurde bij deze foto ongeveer 10 perioden (ca. $^1/_5$ sec).

De metingen zijn in hoofdzaak verricht aan natriumlampen geconstrueerd als zoogenaamde „laagspanningsboog". Deze werden met 24 V gelijkspanning gevoed (de brandspanning was ongeveer 14 V). De boogstroom $i_b$ was 5—12 A, terwijl de kathode afzonderlijk werd verhit door een wisselstroom $i_f$ van ongeveer 10 A.

[2]) Vergelijk bijv. dit tijdschrift **1**, 17, 1936.

**Twee typen van trillingen**

Hoewel het karakter der trilling bij iedere lamp weer iets verschilde, bleek toch spoedig, dat er twee typen van trillingen, A en B, konden worden onderscheiden, waaronder haast alle lampen naar hun gedrag konden worden ingedeeld.

De trilling van het type A heeft componenten met frequenties van $1{,}5.10^6$ tot $0{,}5.10^6$ per/sec, overeenkomende met golflengten $\lambda$ van 200 tot 600 m, en wel vindt men componenten op bepaalde, betrekkelijk scherp gedefiniëerde, golflengten binnen dit gebied. In sommige gevallen is het frequentieverschil van een aantal opeenvolgende componenten constant, zoodat deze op te vatten zijn als harmonischen van een, op deze wijze indirect aangetoonde trilling van nog lagere frequentie, nl. de betreffende verschilfrequentie ($\lambda$ tot 30000 m). De trilling type A is sterk gemoduleerd door de frequentie (50 per/sec) van de gloeistroom.

De trilling van het type B valt eveneens in het golflengtegebied van 200 tot 600 m, beslaat echter een meer continue frequentieband. Ze is veel zwakker dan A, daardoor oscillografisch niet zichtbaar te maken, en weinig of niet gemoduleerd. Opmerkelijk was, dat bij het opheffen van een radiostoring van trilling type B (niet bij type A!), door middel van een parallelgeschakelde condensator (zie beneden), de lengte der verbindingsdraden een groote invloed bleek te hebben. We concludeeren hieruit, dat in trilling B een ultrakorte-golf componente aanwezig is.

Treffender nog dan het verschil in aspect der twee typen van trillingen is het verschil in hun beïnvloedbaarheid door de brandcondities van de lamp. De belangrijkste factoren zijn hier de boogstroom $i_b$ en de gloeistroom $i_f$; $i_b$ bepaalt de ionendichtheid in de ontlading, $i_f$ de electronenemissie uit de kathode [3]). Trilt een lamp volgens type A, dan wordt de trilling sterker, naarmate we $i_b$ laten toenemen en/of $i_f$ laten afnemen. Trilt de lamp daarentegen volgens type B, dan gedraagt zij zich juist omgekeerd: de trilling wordt sterker, naarmate we $i_b$ laten afnemen en/of $i_f$ laten toenemen. Bij heel veel lampen kon door variatie van $i_b$ en $i_f$ zelfs een overgang van trilling type A naar type B verkregen worden; trilde de lamp volgens type A, dan werd bij vermindering van $i_b$ en vergrooting van $i_f$ de (in de triodevoltmeter gemeten) amplitude der hoogfrequente spanning steeds kleiner, om bij

[3]) In werkelijkheid wordt de electronenemissie ook mede door $i_b$ bepaald, daar de ionen nog extra electronen uit de kathode kunnen vrijmaken en tevens de kathode kunnen opwarmen. Bij variatie van $i_b$ verandert dus ionendichtheid èn electronenemissie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



Digitized by www.freeservicemanuals.info

bepaalde waarden van $i_b$ en $i_f$ geheel te verdwijnen; bij verdere verandering van $i_b$ en $i_f$ in dezelfde richting trad dan een trilling type B op van geleidelijk toenemende amplitude. In principe zou men dus hier al een middel in de hand hebben om een eventueele radiostoring op te heffen, nl. door geschikte regeling van boogstroom en gloeistroom van de lampen. Practisch is dit echter niet uitvoerbaar, want al zouden de brandcondities van de lamp door geen andere overwegingen bepaald worden, en al zou de overgang van type A naar type B via een trillingsvrije toestand bij alle lampen te verwezenlijken zijn (hetgeen zeker niet het geval is), dan zou men toch niet met één instelling van elke lamp kunnen volstaan, daar het trillingsgedrag der lampen tijdens hun brandduur sterk verandert. De trillingen worden echter, zooals beneden uiteengezet zal worden, op veel eenvoudiger wijze onschadelijk gemaakt.

De trilling type A wordt, zooals reeds vermeld, bevorderd door een groote ionendichtheid en een kleine electronenemissie, de trilling type B daarentegen juist door een groote emissie en een kleine ionendichtheid. Dit laat vermoeden, dat in de trilling A trillingen van positieve ionen in de ontlading een rol spelen, in de trilling B echter trillingen van electronen.

Dergelijke trillingen zijn inderdaad al eenige tijd bekend. De frequenties, die men theoretisch voor de ionentrillingen heeft afgeleid, zijn ook van dezelfde orde van grootte als de hier gevondene. De electronentrillingen kunnen misschien opgevat worden als een Barkhausen-Kurz-trilling [4]), waarbij de positieve ruimteladingswolk, die aan het eind van de kathodeval zweeft, de rol van het positieve rooster speelt [5]).

### Onschadelijk maken van de trillingen

Het onderzoek der hoogfrequente trillingen bij uitgevoerde verlichtingsinstallaties bevestigde de resultaten van het onderzoek in het laboratorium. Speciaal bleek, dat een systeem van een luchtleiding met een aantal in serie geschakelde natriumlampen uit de breede frequentieband der lamp-trillingen diè frequentie uitkiest, waarop het „afgestemd" is. Langs de leiding worden staande golven gevormd, waarvan de buiken en knoopen gemakkelijk aangetoond kunnen worden, wanneer het transportabele meettoestel langs de leiding bewogen wordt. Met het oog op de medewerking van de leiding tot het merkbaar worden der storingen is dus een installatie met kabels in plaats van luchtleidingen beter geschikt wegens de kleinere straling van de kabels. Men kan dan eventueel met een eenvoudig storings-„filter" volstaan, dat de overgang van de hoogfrequente trillingen naar het overige net belet.

Tegenwoordig wordt echter meestal niet meer serieschakeling, doch parallelschakeling van de lampen toegepast. Bij deze installaties is de ontstoring op de volgende wijze bereikt. Iedere lamp is met een eigen spaarlektransformator op het net aangesloten (*fig. 3*). Aan de beide polen van de lamp oefent een stuk van de secondaire wikkeling van de transformator de functie van een smoorspoel uit, die de voortplanting van de hoogfrequente trillingen belet. Brengt men de transformator in de onmiddellijke nabijheid van de lamp aan, dan worden hierdoor alle storingen vermeden. Waar dit niet mogelijk is, bijv. in gevallen, waar tusschen de lamp en de transformator een stuk luchtleiding (dat als een antenne straalt) wordt aangebracht, moet iedere lamp afzonderlijk ontstoord worden. Dit wordt volgens het bekende principe van bijgeschakelde condensatoren en zelfinducties bewerkstelligd.

Bij de gelijkstroomlampen was een condensatortje van ongeveer 2 $\mu$F in den regel voldoende om de hoogfrequente trilling te onderdrukken. Om te constateeren, of een lamp al of niet trilt, kon men hier een eenvoudig middel gebruiken: men sluit de parallelgeschakelde condensator aan terwijl tevens de brandspanning gemeten wordt. Zijn hoogfre-

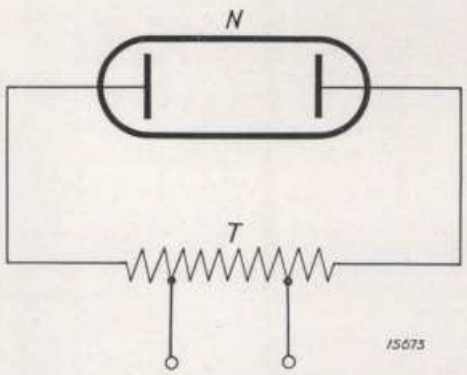


Fig. 3. De nu gebruikelijke schakeling van de lampen, om de hoogfrequente trillingen onschadelijk te maken. Iedere lamp N is met een eigen spaarlektransformator T parallel op het net aangesloten, en wel dusdanig, dat aan beide polen van de lamp nog een stuk van de secondaire wikkeling van de transformator als hoogfrequentie-smoorspoel werkt, die de overgang van de hoogfrequente trillingen naar het net belet. De magnetische verhoudingen in de transformator, die hier terwille van de eenvoud niet aangegeven zijn, spelen in werkelijkheid een essentieele rol voor de werking als hoogfrequentie-smoorspoel.

[4]) Dit zijn trillingen van zeer hooge frequentie ($\lambda$ = 10 tot 100 cm), die in een radiolamp kunnen optreden, wanneer het rooster sterk positief ten opzichte van de anode gemaakt wordt.

[5]) Zie F. M. Penning, Physica **6**, 241, 1926.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023


quente trillingen van het type A aanwezig, dan neemt de brandspanning iets toe op het moment, dat de condensator aangesloten wordt, dus op het moment, dat de trillingen ophouden. Door de trillingen wordt dus blijkbaar het noodige aantal ionen reeds bij iets kleinere gemiddelde spanning voortgebracht. Verdwijnen de hoogfrequente spanningsverschillen, doordat de trilling opgeheven is, dan moet zich een hoogere brandspanning instellen om weer het gelijke aantal ionen te produceeren. Met dit effect waren de trillingen van type B niet aan te toonen. De ervaring heeft overigens geleerd, dat gelijkstroomlampen, die op het moment volgens type B of heelemaal niet trilden, met toenemende leeftijd steeds naar type A overgingen [6]).

In het geval van wisselstroomlampen is het niet toelaatbaar, een condensator van de genoemde grootte van 2 $\mu$F parallel aan de ontlading te schakelen. De hierdoor optredende stooten in de ontlading veroorzaken een toename van de flikkering, terwijl tevens door de momenteele groote stroomdichtheden de levensduur der lampen nadeelig beïnvloed wordt. Bij deze lampen brengt men voor het naar buiten onschadelijk maken van de hoogfrequente wisselspanning $E$ een zelfinductie

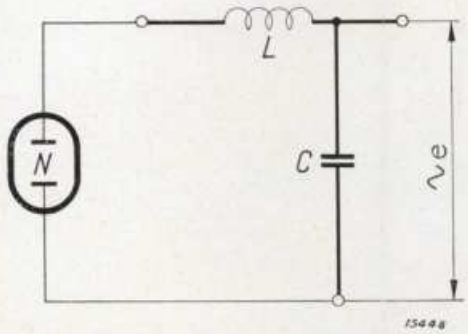


Fig. 4. Ontstoring van de (op wisselstroom brandende) lampen door een in serie geschakelde zelfinductie $L$ en een parallel geschakelde condensator $C$. De ontstoringsfactor is $\omega^2 LC$.

$L$ van ca. 4 mH en een condensator $C$ van ca. 0,01 $\mu$F aan, op de in *fig. 4* aangegeven wijze. Door de gekozen waarden van $L$ en $C$ is $\omega L >> \omega C$, de hoogfrequente stroom in de $LC$-kring is dus bij benadering $i = E/\omega L$, en de op het overige net werkende stoorspanning (=condensatorspanning) wordt $e = E/\omega^2 LC$. De hiermee bereikte ontstoringsfactor is dus $E/e = \omega^2 LC$ (voor de kleinste in aanmerking komende frequentie is $E/e$ omstreeks 30).

*Fig. 5* toont een foto van het ontstoringselementje waarin de condensator en de zelfinductie bij elkaar gemonteerd zijn, en dat zonder meer bij iedere lamp kan worden geschakeld, waar dit noodig blijkt te zijn. *Fig. 6* vertoont een armatuur met ingebouwd ontstoringselementje.

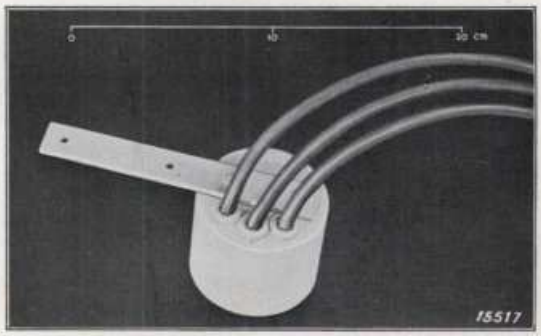


Fig. 5. Foto van het ontstoringselementje. De drie klemmen worden op de in fig. 4 aangegeven wijze aangesloten.

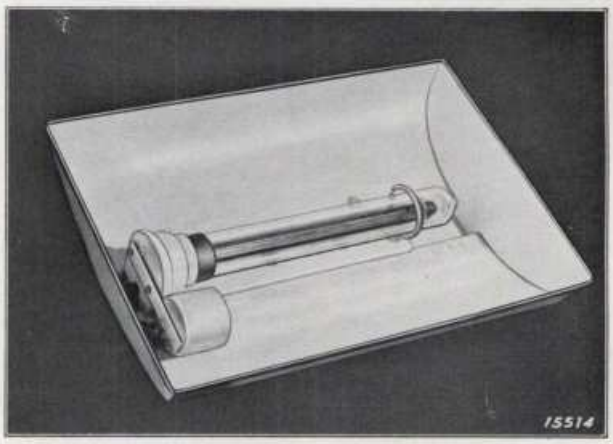


Fig. 6. Lamp in armatuur met ingebouwd ontstoringselementje (links).

[6]) Dit hangt vermoedelijk samen met de geleidelijk dalende emissie van de kathoden (aequivalent met een afname van $i_f$ !).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



# DE REGELING DER INTENSITEIT IN KATHODESTRAALBUIZEN

**Samenvatting.** Een overzicht wordt gegeven van de methoden, volgens welke men de intensiteit van de electronenbundel in kathodestraalbuizen kan variëeren. Karakteristieken van de Philips kathodestraalbuizen type 3951/3952 worden besproken.

## Inleiding

In de vorige aflevering [1]) is uiteengezet, op welke wijzen men met kathodestralen een scherpe fluorescentievlek kan verkrijgen. Met de helderheid van de vlek op het fluorescentiescherm hebben wij ons toen echter niet beziggehouden. In kathodestraaloscillografen behoeven wij in het algemeen alleen maar te beschikken over een kathodestraal van een constante intensiteit, die ons een voldoend scherpe fluorescentievlek levert. Bij de televisie gaat het er echter juist om, dat de helderheid van de fluorescentievlek wordt gevariëerd door een veranderlijke intensiteit van de kathodestraal [2]). Het beeldpunt moet daarbij steeds even groot blijven, aangezien anders uit de beeldpunten geen televisiebeeld van goede kwaliteit wordt opgebouwd. Bij de geluidsfilm heeft men een procédé (Lignose-Breusing) uitgewerkt, waarbij wordt gebruikt een kathodestraalbuis, waarin de electronenbundel niet wordt afgebogen doch slechts in sterkte gevariëerd. De fluorescentievlek op het scherm wordt dan op de film gefotografeerd en zijn wisselende helderheid wordt aldus gebruikt voor de registratie van het geluid. In dit artikel willen wij een overzicht geven van de wijzen, waarop men de intensiteit van de kathodestraal kan variëeren.

De helderheid van de fluorescentievlek hangt af van het aantal electronen, dat de vlek treft, en van hun snelheid. Gaat het er nu alleen maar om, de helderheid van de vlek te veranderen, zonder dat de bundelscherpte en de plaats van het beeld nauwkeurig bewaard behoeven te blijven, dan kan men bij constante stroomsterkte de snelheid der electronen wijzigen door het versnellende electrische veld te veranderen. Men spreekt dan van spanningsmodulatie. Gebruikelijker is echter de z.g. stroommodulatie, waarbij de stroomsterkte van de kathodestraal wordt gevariëerd, zonder dat de snelheden der electronen hierbij veranderd worden. De helderheid van de fluorescentievlek is voor het in televisiebuizen gebruikte gebied van stroomdichtheden practisch evenredig met de stroomsterkte.

De afbuigbaarheid van de electronenstraal wordt door stroommodulatie niet gewijzigd. Slechts in het geval, dat wij te maken hebben met zelfconcentratie door de ruimtelading der positieve ionen, die uit de gasatomen in de buis door de electronen gevormd worden, is er in de afbeelding door kathodestralen een element gebracht, dat van de stroomsterkte afhankelijk is. Zooals wij reeds in het vorige nummer [3]) opmerkten, legt deze omstandigheid zekere beperkingen op aan het toepassen van gas in buizen, die met zeer veranderlijke straalsterkte werken, zooals bijv. televisiebuizen.

## Stroommodulatie

Aangezien de intensiteit van de kathodestraal voldoende snel moet kunnen veranderen, komt variatie van de gloeistroom niet in aanmerking voor het leveren der stroommodulatie. Het instellen der gloeitemperatuur, en daarmee het emitteeren der gewenschte hoeveelheid electronen, geschiedt niet snel genoeg. Bij televisiebuizen hebben wij bijv. met modulatiefrequenties van ongeveer $10^6$ per sec. te maken. Zouden wij van een kathodestraal met bepaalde sterkte door middel van een mechanisch verstelbaar diafragma een variabel gedeelte willen doorlaten, dan zou dit natuurlijk ook veel te traag werken voor dit doel.

Er zijn nu in principe twee verschillende methoden in gebruik om de stroommodulatie te verkrijgen, nl.:

1°. laat men door een onveranderlijke opening slechts een grooter of kleiner gedeelte van de kathodestraal passeeren, doordat men aan de straal een veranderlijke kleine afwijking geeft;

2°. brengt men veranderlijke electrische velden aan, die het voor de groote hoeveelheid electronen rondom de kathode meer of minder gemakkelijk maken zich daar vandaan te verwijderen.

---

[1]) Philips techn. T. 1, 33, 1936.

[2]) Vgl. J. van der Mark, Philips techn. T. 1, 16, 1936. Het is ook mogelijk om met behulp van een kathodestraal van constante intensiteit tòch een televisiebeeld op te bouwen. Men laat dan nl. over de gebieden van verschillende helderheid op het scherm de kathodestraal met verschillende snelheid heenstrijken. In dit artikel willen wij ons echter hiermede niet bezighouden.

[3]) Philips techn. T. 1, 38, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



### Stroomregeling met diafragma

De kathodestraal is door een Wehneltcylinder behoorlijk vóórgeconcentreerd en passeert dan normaliter vrijwel geheel door een opening in de anode. De stroomsterkte kan men nu naar behoefte verzwakken door aan de plaat P (*fig. 1*) meer of minder groote potentiaalverschillen ten opzichte van de anode te geven, waardoor de straal zooveel wordt afgebogen, dat het diafragma een gewenscht gedeelte daarvan onderschept. In fig. 1 is door een stippellijn met de afbuigingsplaat P nog een plaat P′ verbonden, die men kan aanbrengen teneinde het beeld op het fluorescentiescherm, dat door P niet slechts verzwakt maar ook verschoven zou worden, toch zoo goed mogelijk op zijn plaats te houden.

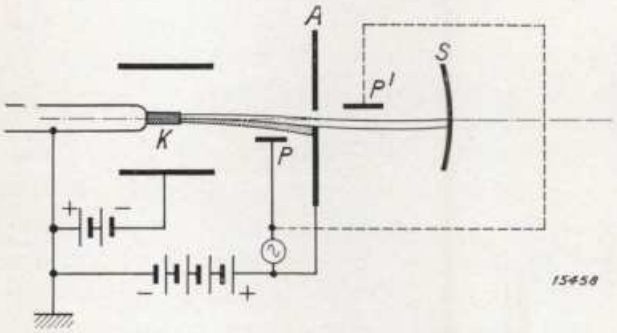


Fig. 1. Stroommodulatie door afbuiging door de plaat P. De plaat P′ zorgt er voor, dat de vlek op het scherm zoo goed mogelijk op zijn plaats blijft.

Inplaats van een gedeelte van de electronen onsymmetrisch door de vaste opening te laten onderscheppen als gevolg van een afbuiging van de straal, kunnen wij ook door wijziging van de spanning aan de cylinder C de daardoor geleverde vóórconcentratie van de straal variëeren en zoo dus op symmetrische wijze meer of minder electronen door de vaste opening heen laten komen. Wij verkrijgen dan een schakeling, zooals in *fig. 2* is voorgesteld. Een bezwaar van deze wijze van stroomregeling is de omstandigheid, dat bij verandering van de spanning aan de cylinder de plaats van het beeld van de kathode zich in de richting van de as verplaatst. Treden tengevolge van sterke modulatie groote concentratieveranderingen op, dan kan men de fluorescentievlek toch scherp houden door nl. met een electronenoptiek niet de kathode doch de opening in A af te beelden op het scherm. De electronen, die met weinig variëerende snelheid door het gat in de anode komen, maken een constante, scherpe afbeelding van dit gat mogelijk.

Evenals met behulp van variatie der electrische concentratie door de cylinder C kunnen wij de stroomregeling met een vast diafragma ook bereiken door de magnetische concentratie te veranderen. Bij deze methode van stroommodulatie wordt de spoed van de schroeflijnen, die de electronen beschrijven [4]), gevariëerd. Het punt, waar al deze banen weer op de as van de buis samentreffen, komt een beetje vóór of achter het diafragma te liggen, waardoor de kathodestraal meer of minder wordt onderschept.

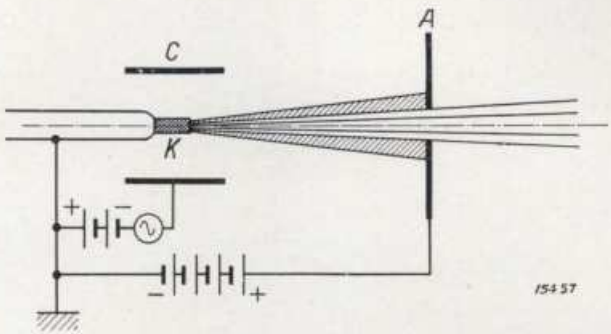


Fig. 2. Stroommodulatie door concentratieverandering.

### Stroomregeling met ruimtelading

Geven wij aan de cylinder C in fig. 2 een zeer groote negatieve spanning ten opzichte van de kathode, dan zullen de electronen, die de gloeiende kathode emitteert, zich in een groote dichtheid hieromheen ophoopen. Aangezien dan de meeste krachtlijnen vanaf de anode naar de sterk negatieve cylinder loopen en er vrijwel geen krachtlijnen hierdoor naar binnen kunnen dringen tot bij de kathode, hebben de electronen bijna geen gelegenheid zich uit de sterke negatieve ruimtelading rondom de kathode los te maken en zich naar de anode te begeven. Door meer of minder sterk negatieve spanningen aan de cylinder te geven, kunnen wij dus het aantal electronen, dat er uit komt, reeds variëeren zonder hierbij ook nog een diafragma noodig te hebben. Uit de Wehneltcylinder, die in met gas gevulde buizen voor een goede concentratie van de electronenstraal moest zorgen, is zoo in hoogvacuumbuizen eigenlijk een element ontstaan, dat een geheel andere functie verricht en dat wij dan ook liever r e g e l e l e c t r o d e willen noemen.

Door de negatieve spanning van deze regelelectrode te variëeren, staan wij aan de electronen, die zich rondom de kathode hebben opgehoopt, in meerdere of mindere mate toe, zich te verwijderen uit deze voorraadschuur van electronen. De temperatuur van de kathode moet groot genoeg

[4]) Vgl.: Philips techn. T. 1, 36, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



Digitized by www.freeservicemanuals.info

zijn om deze negatieve ruimtelading steeds op peil te houden, maar verder bepaalt zij niet meer de sterkte van de kathodestraal. Dit geschiedt nu geheel door de spanning van de regelelectrode, die uit deze negatieve ruimtelading een kathodestraal der gewenschte sterkte opbouwt.

Evenals aan een condensator kan men ook aan een dergelijke voorraadschuur van electronen een capaciteit toekennen, hetgeen zeggen wil, dat de daarin opgehoopte lading, en evenzoo de ladingsdichtheid, evenredig is met het spanningsverschil V ten opzichte van de kathode. Volgens de wet van het behoud van energie is de snelheid der electronen evenredig met de wortel uit het doorloopen spanningsverschil V. De stroomsterkte I is het aantal electronen vermenigvuldigd met hun lading en hun snelheid; derhalve verloopt de sterkte van de electronenstroom, indien de invloed van de ruimtelading belangrijk is, in eerste instantie als $V^{\frac{3}{2}}$. Bij de in fig. 5 weergegeven karakteristieken blijkt de anodestroom ook werkelijk ongeveer met de $^3/_2$-macht van de spanning te variëeren.

De negatief geladen regelelectrode in de hoogvacuumbuizen, die de gloeikathode direct omgeeft, heeft eigenlijk een analoge functie als het negatieve rooster in een radiolamp. Deze regelelectrode is

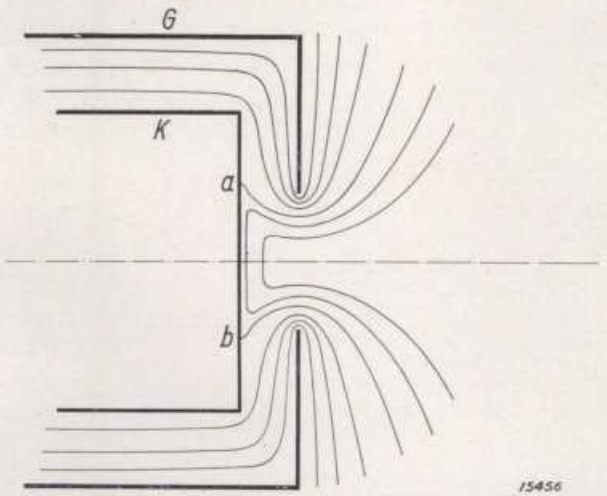


Fig. 3. Stroommodulatie met een regelelectrode G vlak vóór het gloeiende oppervlak van de kathode K. Schema van het verloop van het veld bij koude kathode.
Het gebied van het gloeiende kathode-oppervlak tusschen a en b draagt tot de electronenstraal bij, aangezien het daarvóór gelegen veld de electronen versnelt. Het gebied buiten a en b kan niet tot de stroom bijdragen, aangezien het veld dáár de electronen remt. Geven wij aan de regelelectrode G een sterker negatieve spanning, dan komen a en b steeds dichter bij elkaar, zoodat het meewerkende gedeelte van het kathode-oppervlak dan steeds kleiner wordt. Tenslotte zullen a en b in de hartlijn samenvallen, waarbij dan het gedeelte van het kathode-oppervlak, dat tot de stroom kan bijdragen, tot nul is gereduceerd.

hier uitgevoerd als een cylinder, die aan de voorzijde is afgesloten door een plaatje, waarin zich slechts een kleine opening bevindt vlak voor het midden van het emitteerende kathode-oppervlak. De intensiteit van de electronenstraal verandert nu niet slechts, doordat het versnellende electrische veld meer of minder sterk is, maar tevens doordat het aan de electronenemissie meewerkende gedeelte van het kathode-oppervlak grooter of kleiner wordt.

In *fig. 3* is een schematische voorstelling gegeven van de wijze, waarop het electrische veld bij kathode en negatieve regelelectrode verloopt. Bij kleinere of grootere tegenspanning op de regelelectrode is het veld meer of minder in staat om tot vlak vóór het gloeiende kathode-oppervlak door te dringen en zóó aan een grooter of kleiner gedeelte van dit oppervlak gelegenheid te geven om mee te werken aan de electronenstroom, die door de opening van de regelelectrode naar buiten treedt. Bij de maximaal toegelaten stroomsterkte van ongeveer 100 μA verkrijgt men een doorsnede van ongeveer 0,5 mm, die aan de emissie meewerkt. Laat men slechts een stukje van het gloeiende oppervlak meewerken, dat 0,1 mm doorsnede heeft, dan wordt een stroom van 1 μA bereikt.

In *fig. 4* is het schema geteekend van de schakeling der Philips televisiebuizen. Behalve de negatieve regelelectrode $G_1$ is hierin ook nog een positief schermrooster $G_2$ aangebracht, dat de concentreerende velden der anoden $A_1$ en $A_2$ beschermt tegen de veranderingen in het modulee-

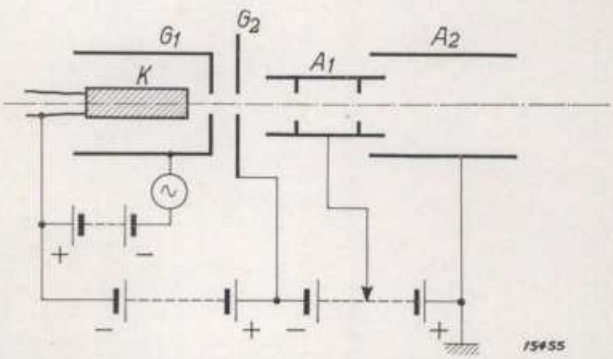


Fig. 4. Schema van de schakeling der Philips televisiebuizen. $G_1$ = regelelectrode; $G_2$ = schermrooster. $A_1$ en $A_2$ zijn anoden, die voor de concentratie van de kathodestraal zorgdragen.

rende veld van het negatieve rooster. Bij deze uitvoering zijn negatieve spanningen van een tiental volts op de regelelectrode al voldoende om de stroomsterkte van de kathodestraal binnen wijde grenzen te variëeren. Bij de kleine spanningsvariaties, die voor deze modulatie slechts noodig zijn, worden de banen der electronen maar weinig beïnvloed, zoodat de focusseering behouden blijft. De hooge gevoeligheid der intensiteitsregeling

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



werd bereikt door het regelende systeem zeer eng uit kleine onderdeelen op te bouwen. Hierbij wordt een groote nauwkeurigheid vereischt, wat betreft de homogeniteit van het kathodemateriaal en de centreering der onderdeelen.

### Karakteristieken van de stroommodulatie

Om de mate van stroomregeling, die men met een kathodestraalbuis kan verkrijgen, te beoordeelen, moeten wij weten, hoe bij een bepaalde anodespanning $V_a$ de stroomsterkte $I_a$ van de kathodestraal afhangt van de spanning $V_g$ op de regelelectrode. Wij hebben hier met een geval te doen, dat analoog is met de radiolamp met één rooster. Voor een constante waarde van de anodespanning kan men dus de karakteristiek opnemen, die aangeeft, hoe de anodestroom afhangt van de spanning op de regelelectrode. De helling van deze kromme heet de steilheid S van de karakteristiek.

Zooals boven werd toegelicht, kan de anodestroom opgevat worden als een functie van een „aan de voorraadschuur liggende stuurspanning $V$", die hoofdzakelijk bepaald is door de spanning $V_g$ van de regelelectrode, maar tevens iets beïnvloed wordt door de anodespanning $V_a$, dus:

$$V = V_g + \frac{1}{g} V_a \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$$\text{en } I_a = f(V) = f\left(V_g + \frac{1}{g} V_a\right) \quad . \quad . \quad (2)$$

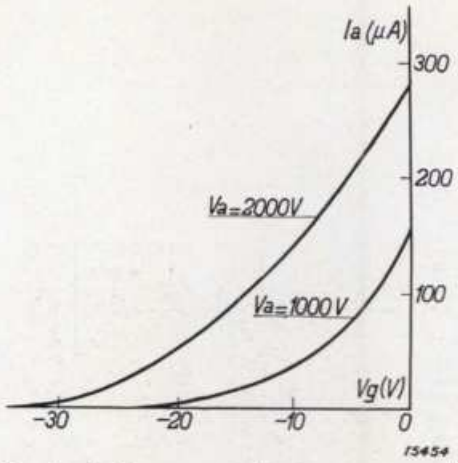


Fig. 5. Karakteristieken van de hoogvacuum kathodestraalbuis type 3951/3952 van Philips bij anodespanningen van 1000 en 2000 Volt.

De versterkingsfactor $g$ is een getal, dat aangeeft, in hoeveel sterker mate de spanning $V_g$ der regelelectrode de anodestroom bepaalt dan dit met de anodespanning $V_a$ het geval is. Als formule (2) bruikbaar is, dan beteekent dit, dat, onafhankelijk van de waarden van $V_a$ en $V_g$, het veld van de anode in éénzelfde verhouding $1/g$ slechts heendringt door dat van de regelelectrode. Hierdoor worden de electronen meer of minder in staat gesteld, de directe omgeving van de kathode te verlaten en dragen aldus in verschillende mate bij tot de anodestroom. Wij mogen formule (2) gebruiken, indien de karakteristieken: $I_a = F(V_g)$, die bij verschillende waarden van $V_a$ worden opgenomen, door een verschuiving in de richting van de $V_g$-as voldoende met elkaar tot dekking kunnen worden gebracht. De verhouding tusschen het verschil in anodespanning $V_a$ en de afstand in $V_g$, waarover de karakteristieken opgeschoven moeten worden, is dan de versterkingsfactor $g$.

In *fig. 5* zijn de karakteristieken geteekend van de hoogvacuum kathodestraalbuis type 3951/3952 van Philips bij anodespanningen van 1000 en 2000 V. Door verschuiving over een afstand van ongeveer 10 V in de spanning op de regelelectrode, kan men de ééne kromme wel ongeveer met de andere laten samenvallen. Bij deze buis is de versterkingsfactor dus ongeveer 100. Bij een anodespanning van 1000 Volt kan men de anodestroom tusschen 0 en 150 μA laten variëeren door de negatieve spanning op de regelelectrode van —25 Volt tot 0 Volt te veranderen. Bij een anodespanning van 2000 Volt kan men de anodestroom tusschen 0 en bijna 300 μA laten veranderen door de negatieve spanning op de regelelectrode te variëeren tusschen —35 Volt en 0 Volt. De benoodigde gloeistroom is ongeveer 1 Amp. De capaciteit van de regelelectrode ten opzichte van de andere electroden is 10 μμF.

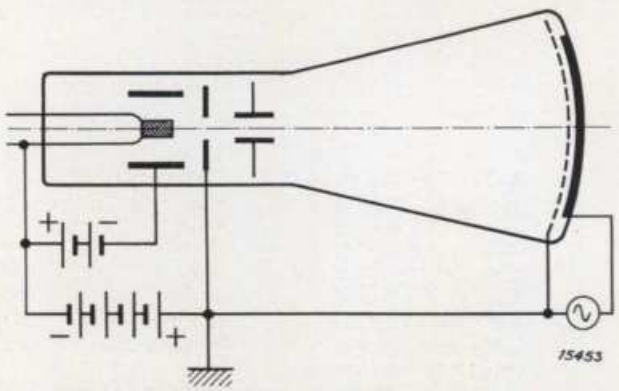


Fig. 6. Spanningsmodulatie met een draadnet bij het fluorescentiescherm.

### Spanningsmodulatie

Zooals reeds in de inleiding werd opgemerkt, kan men de helderheid van de fluorescentievlek bij constante stroomsterkte moduleeren door het spanningsverschil, dat de electronen moeten doorloopen, te variëeren. Een groot bezwaar van deze spanningsmodulatie is, dat de sneller loopende

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



electronen door eenzelfde electrisch veld minder worden afgebogen dan langzamere. Dit bezwaar wordt ondervangen als men dicht vóór het fluorescentiescherm een groot draadnet aanbrengt, dat ten opzichte van de kathode steeds een bepaalde spanning heeft, terwijl dan de modulatiespanning tusschen draadnet en scherm wordt gezet (*fig. 6*). Als nu het veld van het scherm maar voldoend weinig door het draadnet heendringt, dan mogen wij wel zeggen, dat de afbuiging der electronen geheel onafhankelijk is van de snelheid, waarmee zij op het scherm aankomen.

Een nadeel van iedere spanningsmodulatie is, dat men om voldoende helderheidsvariaties te bereiken, moet werken met modulatiespanningen, die van de orde van grootte van eenige kV zijn, terwijl men zooals in de vorige paragraaf besproken werd, bij stroommodulatie met eenige tientallen volts kan volstaan.

Bewerkt door G. P. ITTMANN.

# PRACTISCHE TOEPASSINGEN VAN RÖNTGENOGRAFISCH MATERIAALONDERZOEK III.

door W. G. BURGERS.

Het hieronder besproken voorbeeld sluit onmiddellijk aan bij de twee in de vorige rubriek (II) behandelde (Nr. 3 en 4), in zooverre ook in dit geval de onderzochte preparaten alleen verschilden in textuur, d.w.z. onderlinge rangschikking der kristalletjes, en niet in chemische samenstelling.

## 5. Textuur van electrolytisch neergeslagen nikkellaagjes

Electrolytisch neergeslagen metaalbedekkingen kunnen, afhankelijk van de voorwaarden waaronder zij worden neergeslagen (samenstelling van het electrolysebad, stroomdichtheid, enz.), in hun eigenschappen verschillen, bijv. wat betreft glans, hardheid, inwendige spanningen, e.d.

Röntgenografisch blijkt, dat in bepaalde gevallen een variatie van de electrolyse-voorwaarden tot een verschil in textuur der neergeslagen laagjes aanleiding kan geven, of ook, dat eenzelfde laag nog uit een aantal zones van verschillende textuur is opgebouwd [1]).

*Fig. 1* vertoont een Röntgenopname van een 15 $\mu$ dik nikkellaagje, dat uit een technisch vernikkelbad op een koperstaafje was neergeslagen, en dat glanzend reflecteerde. Het optreden van vrijwel gelijkmatig gezwarte interferentiecirkels wijst erop, dat de kristalletjes in het nikkellaagje willekeurig gerangschikt zijn.

*Fig. 2a* laat een opname zien van een veel dikker laagje (150 $\mu$), dat mat reflecteerde. Deze foto vertoont zeer uitgesproken intensiteitsmaxima langs de cirkels, waaruit volgt, dat de kristalletjes, althans in de buitenste zone van het nikkellaagje, een zeer bepaalde oriëntatie hebben. *Fig. 2b-d* zijn verkregen van hetzelfde laagje na afetsen op verschillende dikten. Men ziet, dat de zwarting van de cirkels hier meer en meer gelijkmatig wordt, en in fig. 2d tenslotte vrijwel hetzelfde beeld ontstaat als in fig. 1. Het onderste afgescheiden laagje had dus nog geen uitgesproken „textuur". Deze is eerst ontstaan bij het dikker worden van het laagje.

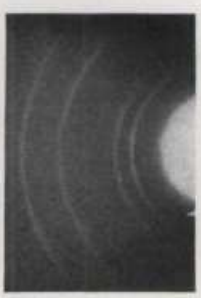

Fig. 1.

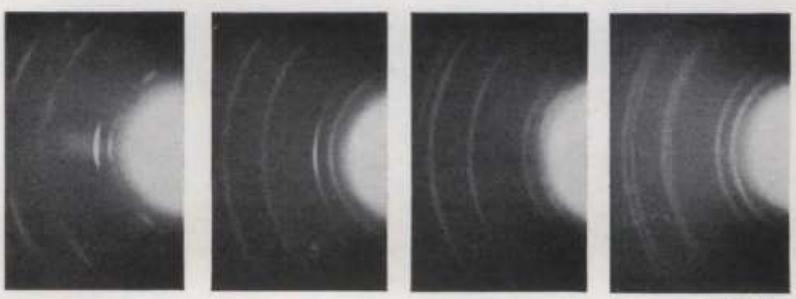


Fig. 2 a) b) c) d)

Fig. 1. Opname van een electrolytisch neergeslagen, glanzend nikkellaagje van 15 $\mu$ dikte.
Fig. 2. Zonale opbouw van een electrolytisch neergeslagen, mat reflecteerend nikkellaagje van 150 $\mu$ dikte.
a) Het oppervlak. b)—d) Na afetsen van resp. 100, 130 en 140 $\mu$.
De opnamen zijn verkregen door straling langs het nikkeloppervlak[2]). In fig. 2d is het nikkellaagje zoo dun, dat ook de interferentielijnen van het eronder liggende koper zichtbaar beginnen te worden.

[1]) W. G. Burgers en W. Elenbaas, Naturwiss. **21**, 465, 1933.

[2]) Verg. fig. 4 in deze rubriek I, Philips techn. T. **1**, 31, 1936.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 10/29/2023



# OVERZICHT VAN RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLICATIES DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

**No. 1046:** P. J. Bouma: Verblinding (Polytechn. Wbl. **29**, 625-629, Oct. 1935).

Men kan spreken van directe of indirecte verblinding, naarmate men de achteruitgang in gevoeligheid beschouwt van gedeelten van het netvlies, die al of niet worden getroffen door de verblindende lichtstralen. Men onderscheidt verder simultane en successieve verblinding, al naarmate men de achteruitgang der gevoeligheid bedoelt tijdens, of eenige tijd na afloop van de verblindende bestraling. De invloed der verblinding op de contrastgevoeligheid wordt nagegaan in afhankelijkheid van positie, afmetingen, helderheid en kleur van de lichtbron. In het algemeen klopten deze metingen goed met die van Holladay. Eenige kleinere afwijkingen ten opzichte hiervan worden besproken. De verblinding bij het zien met één of twee oogen is vergeleken, en de invloed van een verblindende bestraling van het ééne oog op de contrastgevoeligheid van het andere werd onderzocht. Uitkomsten werden vermeld van metingen der snelheid, waarmee de contrastgevoeligheid zich weer herstelt, en betreffende het tijdsverloop gedurende hetwelk men met wit, natrium- en kwiklicht nog nabeelden op de gele vlek waarneemt. (Binnenkort zal in dit tijdschrift nader hierop worden teruggekomen.)

**No. 1047:** W. Uyterhoeven et C. Verburg: Effets de la variation périodique de la concentration des atomes neutres de la vapeur, dans une lampe à courant alternatif au sodium (C. R. Acad. Sci. Paris, **201**, 647-649, Oct. 1935).

Oscillogrammen van stroom, spanning en intensiteit van het gele natriumlicht werden opgenomen aan een natriumlamp voor een wisselstroom van 50 perioden. De stroom verandert nagenoeg sinusvormig met de tijd, maar het verloop van spanning en lichtintensiteit is veel onregelmatiger. Dit wordt in verband gebracht met de veranderlijke ionisatiegraad van het natrium en de tijd verloopende tusschen ionisatie, recombinatie aan de wand en verdamping. Het faseverschil tusschen de maxima van de stroom en van de lichtintensiteit blijkt dan ook toe te nemen bij hoogere frequentie. Bij constante temperatuur wordt de vervorming van de krommen voor spanning en lichtintensiteit meer uitgesproken, indien de stroomdichtheid wordt verhoogd. Zij vermindert als bij constante stroom de temperatuur, en daarmee de dichtheid van de natriumdamp, verhoogd wordt. De vorm van de natriumlijn vertoont een verloop met de tijd, zooals op grond van de periodieke concentratieveranderingen van de neutrale natrium-atomen kan worden verwacht.

**No. 1048*:** J. L. Snoek: Apparaat ter demonstratie van het ontstaan van ferromagnetische hysteresis (Faraday **5**, 141-144, Mei 1935).

De theorie van Becker voor de ferromagnetische hysteresis wordt met behulp van een mechanisch model gedemonstreerd. Een draaibare pijl, die de magnetisatierichting voorstelt, is vastverbonden met een gedeeltelijk met kwik gevulde elliptisch gebogen buis. De evenwichtsstanden van deze buis stellen de toestanden van minimale magnetische energie voor. Als overal in een magnetisch materiaal de voorkeursrichting der magnetisatie dezelfde is en wij een uitwendig magneetveld loodrecht op deze voorkeursrichting aanleggen, dan treden geen hysteresisverliezen op. Het omklappen van de magnetisatie is dan omkeerbaar, zooals ook duidelijk aan dit mechanische model kan worden gedemonstreerd.

**No. 1049:** W. G. Burgers and J. J. A. Ploos van Amstel: Cinematographic record of the $\alpha \rightleftarrows \gamma$ iron transition, as seen by the Electron-Microscope (Nature **136**, 721, Nov. 1935).

Door zorgvuldig opdampen van barium- of strontiumoxyde slaagden de schrijvers er in om een ijzerbandje bij de omzettingstemperatuur van ongeveer 900° een voldoend aantal electronen te laten uitzenden om het rekristallisatieproces met de electronenmicroscoop te kunnen volgen. Door de temperatuur langzaam over het omzettingspunt heen te voeren kan men de rekristallisatie in 5 à 10 minuten laten gebeuren, waarbij dan iedere 4 seconden een filmbeeldje werd opgenomen. Op deze wijze werd een microfilm verkregen, die het groeiproces van de $\alpha$-kristallen in de $\gamma$-fase duidelijk weergeeft.

---

*) Van publicaties met * gemerkt, is geen voor verspreiding voldoende aantal overdrukken aanwezig. Van de andere publicaties worden op aanvrage overdrukken verstrekt door de Administratie van het Natuurkundig Laboratorium der N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Kastanjelaan, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!